UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

# STUDIO DEI NEUTRINI SOLARI DA $^8B$ CON L'ESPERIMENTO BOREXINO E DELLE SISTEMATICHE AD ESSO ASSOCIATE

**Relatore Interno:** Prof.ssa Emanuela MERONI
**Relatore esterno:** Dott. Barbara CACCIANIGA
**Correlatore:** Dott. Davide FRANCO

**Elaborato di:**
Margherita BUIZZA AVANZINI
Matr. 703346
Codice P.A.C.S.: 29.40.-n

Anno Accademico 2007-2008

# Introduzione

Il mio lavoro di tesi si è svolto nell'ambito dell'esperimento Borexino.
In questo scritto, illustro dapprima i più recenti risultati sperimentali e teorici, sia nell'ambito della fisica solare che della fisica dei neutrini solari, introducendo l'importanza dell'esperimento Borexino in questo settore di ricerca.
Descrivo poi l'apparato sperimentale di Borexino e del sistema di presa dati.
Infine presento la fase del lavoro che mi ha maggiormente coinvolta: mi sono occupata dapprima di uno studio sulle sistematiche associate al rivelatore; tale studio è risultato propedeutico alla successiva analisi dei neutrini solari da $^8B$, che costituisce il risultato più interessante del presente lavoro.

L'esperimento Borexino si colloca all'interno di un campo d'indagine scientifica che ha avuto grande sviluppo negli ultimi 40 anni: la fisica dei neutrini solari.
I neutrini solari vengono creati nelle reazioni di fusione nucleare che avvengono nel Sole e che costituiscono il meccanismo di produzione dell'energia solare. Supponendo di conoscere la fisica del Sole, è possibile stimare il tasso di produzione di tali neutrini.
Il grande interesse nei confronti di questo settore della fisica risale al cosiddetto *problema dei neutrini solari*, nato quando i primi esperimenti su tali particelle hanno portato al comune risultato di un deficit nel flusso dei neutrini misurato rispetto a quello atteso.
Sono stati, quindi, necessari approfondimenti e chiarimenti sull'affidabilità e correttezza del Modello Solare Standard ($SSM$), nell'ambito astrofisico, e della completezza della teoria Elettro-Debole, nell'ambito della fisica delle particelle. Si è, così, verificato che il Modello Solare Standard risulta sostanzialmente corretto e che la spiegazione del problema risiede nella natura stessa dei neutrini, in particolare nel loro meccanismo di propagazione. La soluzione più accreditata per il problema del neutrino solare è attualmente il *fenomeno delle oscillazioni*, che descrive la possibilità del neutrino di cambiare sapore lungo il percorso Sole-Terra.

La teoria delle oscillazioni dei neutrini si basa sull'assunzione che gli *stati di sapore* dei neutrini non siano autostati di propagazione, bensì siano una combinazione lineare degli *autostati di massa*. Lo studio delle oscillazioni di neutrino permette di ricavare l'espressione per la probabilità di sopravvivenza come $\nu_e$ o di conversione in $\nu_\mu$ dei neutrini elettronici generati nel Sole, durante il loro percorso fino a Terra.

Gli esperimenti sui neutrini solari uniti all'esperimento KamLAND che rivela gli antineutrini elettronici prodotti da reattore hanno mostrato che la soluzione favorita per le oscillazioni è la cosiddetta $MSW - LMA$. Tale soluzione ha una dipendenza particolare dall'energia dei neutrini. Infatti, la probabilità di sopravvivenza a Terra è di circa 0.6 per energie minori di $\sim 2\ MeV$, regione in cui la propagazione dei neutrini all'interno del Sole avviene come nel vuoto; è, invece, di circa 0.3 per energie maggiori di $\sim 4\ MeV$, regione energetica in cui la propagazione dei neutrini all'interno del Sole è dominata dagli effetti di materia (*effetto MSW*). La regione tra 2 e 4 $MeV$ è quindi nota come *regione di transizione vuoto-materia*. I neutrini solari da $^8B$, essendo gli unici ad avere uno spettro continuo da 0 a circa 14 $MeV$, si prestano come sonda privilegiata di questa zona di transizione, dove dovrebbe anche essere evidente una distorsione dello spettro energetico. Finora nessun esperimento in tempo reale è stato in grado di investigare tale regione energetica, né di osservare la distorsione, a causa della radioattività ambientale che ha imposto soglie energetiche di circa 4 $MeV$.
Nel presente lavoro mostrerò le potenzialità di Borexino nel rivelare i neutrini solari da $^8B$ con $E > 2.8\ MeV$.

L'esperimento Borexino nasce con lo scopo principale di rivelare per la prima volta in tempo reale i neutrini solari di bassa energia ($E < 1\ MeV$), in particolare i neutrini da $^7Be$, per i quali è alta la probabilità di sopravvivenza. Borexino è costituito da un rivelatore a scintillatore organico situato nei Laboratori sotterranei del Gran Sasso; la rivelazione dei neutrini solari avviene tramite la reazione di diffusione elastica sugli elettroni dello scintillatore: $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$. La luce di scintillazione viene raccolta da circa 2000 fotomoltiplicatori montati su una sfera di acciaio inossidabile che contiene il vessel di nylon (di 4.25 $m$ di raggio) dove si trova lo scintillatore.
Dovendo rivelare neutrini di energia inferiore a 1 $MeV$, Borexino può tollerare solo livelli di radioattività intrinseca estremamente bassi. Per questo motivo nella preparazione del rivelatore sono stati realizzati numerosi accorgimenti tecnologici al fine di ridurre al minimo le contaminazioni radioattive, attraverso un'accurata selezione di materiali e la purificazione dello scintillatore. Si sono così raggiunti eccellenti livelli di radiopurezza: la concentrazione di $^{14}C$, contaminante intrinseco allo scintillatore, è $3 \cdot 10^{-18}\ g/g$, mentre le contaminazioni residue di $^{238}U$ e $^{232}Th$ sono rispettivamente di $< 4 \cdot 10^{-18}\ g/g$ e $5 \cdot 10^{-18}\ g/g$. In ogni caso, la presenza del $^{14}C$ fissa la soglia energetica inferiore dell'esperimento a $\sim 0.250\ MeV$. Un'altra significativa fonte di fondo per Borexino è dovuta al flusso residuo di muoni che superano la barriera rocciosa sovrastante i Laboratori sotterranei; mentre i muoni possono essere facilmente rigettati, le loro interazioni nello scintillatore possono spesso simulare eventi di neutrino.
Per eliminare il fondo esterno, solo un volume sferico interno di circa 100 $t$ di scintillatore corrispondenti al *Volume Fiduciale*, è utilizzato come bersaglio, mentre le rimanenti 190 $t$ di scintillatore dello strato esterno vengono usate come schermo

attivo.
Il Volume Fiduciale (FV) viene selezionato attraverso un taglio *software* di una sfera di 3 $m$ di raggio. La restrizione al FV è fondamentale in fase di analisi, ma per sua stessa natura risulta molto sensibile ad eventuali problemi legati alla ricostruzione spaziale. È in questo contesto che si inserisce la prima parte del mio lavoro.

Infatti, mi sono occupata dapprima di uno studio sulle sistematiche associate all'algoritmo di ricostruzione spaziale di riferimento, la cui comprensione è fondamentale ai fini della definizione del FV. Tale algoritmo, che si basa sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fototubi e sulla conoscenza dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione, cerca la posizione del vertice di interazione che massimizza una funzione di *likelihood*.
Per evidenziare eventuali problemi legati all'algoritmo di ricostruzione, ho studiato la presenza delle asimmetrie spaziali, riscontrate nella ricostruzione di classi di eventi come $^{14}C$ e $^{210}Po$ che, essendo contaminanti intrinseci dello scintillatore, dovrebbero essere distribuiti uniformemente nel Vessel.
Ho dapprima analizzato le caratteristiche di queste asimmetrie, per cercare di individuarne l'origine; in particolare era importante comprendere se esse fossero dovute ad un difetto dell'algoritmo stesso o se invece fossero attribuibili ad un'effettiva asimmetria dell'apparato. A questo scopo ho confrontato i risultati dell'algoritmo di ricostruzione spaziale da me usato con quelli di altri codici e ho condotto simulazioni Monte Carlo.
Dalla mia analisi è risultato evidente che tali asimmetrie non hanno un'origine *software*, ovvero legata al codice di ricostruzione, ma sono probabilmente conseguenza della combinazione di diversi fattori legati sia alla forma del Vessel che a problemi di elettronica.
Inoltre è apparso chiaro che le asimmetrie del rivelatore coinvolgono solo le basse energie, quelle del $^{14}C$. Questo mi ha permesso di concludere che l'analisi del neutrino, sia da $^{7}Be$ $(0.25 - 0.80\ MeV)$ che a maggior ragione da $^{8}B$ $(E > 2.8\ MeV)$, non viene influenzata dall'asimmetria del rivelatore.
In seguito ho studiato un altro problema legato all'algoritmo di ricostruzione: dallo studio della distribuzione radiale risultava che il raggio del vessel di 4.25 $m$ corrispondeva a un raggio ricostruito di 4.6 $m$. Questo problema sembrava derivare da una sottostima nel codice di ricostruzione degli effetti di assorbimento, riemissione e diffusione dei fotoni nello scintillatore. Calibrandomi sugli eventi di $^{14}C$, ho verificato che si poteva correggere questa sottostima e ottenere la distribuzione radiale corretta introducendo un *indice di rifrazione efficace* $n_{eff} = 1.7$, maggiore di quello nominale dello scintillatore $(n = 1.53)$.
Ho quindi studiato la ricostruzione radiale usando l'indice di rifrazione efficace per diverse classi di eventi: il $^{222}Rn$, i neutroni e gli eventi cosmogenici, tutti contaminanti uniformemente distribuiti nel rivelatore, e il fondo esterno, che viene ricostruito uniformemente sulla superficie del Vessel. I valori ottenuti per il raggio del Vessel mostrano solo lievi fluttuazioni rispetto al valore nominale di 4.25 $m$, dando così

conferma dell'opportunità dell'indice di rifrazione efficace.

A questo punto è stato possibile stimare l'errore sistematico associato al taglio sul Volume Fiduciale: valutando il rapporto fra il numero di eventi individuati nel Volume Fiduciale rispetto al totale per le diverse classi di eventi, ho potuto constatare che il taglio radiale introduce un sistematico di qualche percento.
Questo studio è risultato essenziale non solo per il proseguimento del mio lavoro, ma in generale per la valutazione degli errori di tutte le analisi che necessitano di un taglio a 3 $m$ per rimuovere il fondo esterno.

Dopo gli studi sulla sistematica, e quando la statistica raccolta da Borexino è risultata sufficiente, ho potuto dedicarmi alla parte più interessante del presente lavoro: lo studio dei neutrini solari da $^8B$.
I dati considerati sono stati raccolti in Borexino dal 15 Luglio 2007 al 2 Maggio 2008.
La presenza del fondo esterno e superficiale ha imposto una soglia energetica di 2.8 $MeV$ e un taglio sul Volume Fiduciale.
Data l'estrema radiopurezza di Borexino, la regione energetica sopra 2.8 $MeV$ risulta molto pulita; la contaminazione residua è dovuta a: muoni che attraversano il rivelatore, nuclei cosmogenici indotti da muoni, $^{214}Bi$ dalla catena radioattiva dell' $^{238}U$ e $^{208}Tl$ dalla catena radioattiva del $^{232}Th$. Queste sorgenti di fondo si sono, però, rivelate facilmente trattabili: con tecniche mirate, ho proceduto gradualmente all'individuazione e rimozione delle sorgenti di fondo, in modo da ottenere un campione di eventi sempre più puro, su cui è poi stata applicata un'attenta analisi.
I risultati ottenuti in questa analisi sul flusso di neutrini da $^8B$ su un periodo di 181.3 $d$, sono in accordo, entro gli errori statistici e sistematici, coi valori attesi nel caso delle oscillazioni con soluzione $MSW - LMA$.
Quello che risulta da questa analisi è che Borexino ha le potenzialità per misurare il flusso di neutrini da $^8B$ con una soglia di 2.8 $MeV$, mantenendo sotto controllo l'errore sistematico, che risulta di qualche percento. Questo ci permette di dire che Borexino con una maggiore statistica e qualche raffinamento delle tecniche di analisi, potrebbe investigare per la prima volta la distorsione dello spettro dei neutrini da $^8B$ dovuta alla transizione vuoto-materia delle oscillazioni.

Questa relazione è organizzato in 9 capitoli.
Nel Capitolo 1 illustro le caratteristiche dell'attuale Modello Solare Standard e le relative previsioni sul flusso dei neutrini solari.
Nel Capitolo 2 vengono presentati i criteri generali per la realizzazione di un esperimento sui neutrini, prendendo poi in considerazione gli esperimenti che hanno segnato le tappe della ricerca sui neutrini solari; viene spiegato come a partire dai risutati sperimentali sia sorto il *problema dei neutrini solari*, fino ad arrivare alla conferma delle oscillazioni di sapore come soluzione di tale *puzzle*, grazie all'esperimento SNO.

Nel Capitolo 3, descrivo nel dettaglio il meccanismo di oscillazione dei neutrini solari nel caso a due sapori, riportando gli attuali valori dei parametri di oscillazione, ottenuti a partire dagli esperimenti sui neutrini solari e dall'esperimento Kamland sugli antineutrini.
Nel Capitolo 4 introduco l'esperimento Borexino, descrivendone le potenzialità, il funzionamento e presentandone le sorgenti di fondo.
Il Capitolo 5 è dedicato ad una breve descrizione del sistema di acquisizione di Borexino, che ho avuto modo di conoscere durante i turni di presa dati, all'algoritmo di ricostruzione dati, con particolare riguardo alle sezioni che hanno interessato il mio lavoro successivo, e al codice di simulazione Monte Carlo, di cui ho fatto uso in fase di analisi.
Col Capitolo 6 inizia la descrizione del mio lavoro di tesi: comincio con l'esporre la problematica dell'asimmetria spaziale, manifesta nella ricostruzione dei dati; poi descrivo come, tramite studi sugli eventi ad alta e bassa energia e simulazioni Monte Carlo, sia giunta alla conclusione che tale asimmetria sia imputabile ad effettive asimmetrie nell'apparato di rivelazione e non all'algoritmo di ricostruzione spaziale e che riguardi solo eventi di bassissima energia, non disturbando l'analisi del neutrino.
Nel Capitolo 7 descrivo come ho verificato la necessità di usare nel codice di ricostruzione spaziale l'*indice di rifrazione efficace* $n_{eff} = 1.7$, maggiore di quello nominale ($n = 1.53$) e come mi è stato possibile stimare l'errore sistematico associato alla definizione di Volume Fiduciale.
Nel Capitolo 8 riporto lo studio che ho effettuato sulle oscillazioni di neutrino, utilizzando un programma di simulazione; considerando i parametri della soluzione $MSW - LMA$, ho potuto verificare l'importanza della misura del flusso di neutrini da $^8B$ per investigare la regione di transizione vuoto-materia.
Infine nel Capitolo 9 presento, con particolare riguardo alle tecniche di analisi che ho utilizzato, il risultato più interessante del mio lavoro: la misura preliminare del flusso di neutrini da $^8B$ sopra 2.8 $MeV$.

# Capitolo 1

# I neutrini solari

Il Sole è una stella in sequenza principale. Le reazioni di fusione nucleare che avvengono nel Sole costituiscono il meccanismo di produzione dell'energia solare. Come spiegherò meglio in seguito, è nel corso di queste reazioni che vengono prodotti i neutrini solari. Supponendo di conoscere la fisica del Sole, è possibile stimare il tasso di produzione di tali neutrini.
L'esperimento Borexino si inserisce, appunto, nell'ambito della ricerca sperimentale sui neutrini solari. In questo campo sono stati effettuati diversi esperimenti, alcuni dei quali si possono ormai considerare esperimenti "storici" della fisica delle particelle, come ad esempio Homestake cha ha preso dati per 25 anni a partire dal 1968. Ognuno di questi esperimenti ha fornito una misura del flusso dei neutrini provenienti dal Sole, che si è sempre rivelato inferiore a quello atteso dal Modello Solare (vedi paragrafo 1.1). Questo fatto ha preso comunemente il nome di *problema dei neutrini solari (SNP)*.

La ricerca di una soluzione a tale problema rappresenta da circa quarant'anni uno degli argomenti più interessanti della fisica delle particelle, sia in ambito sperimentale che teorico. Le possibili spiegazioni elaborate per giustificare la discrepanza tra flusso atteso e flusso osservato coinvolgono sia le modalità di produzione che le modalità di propagazione dei neutrini; in questo senso, tale filone di ricerca ha contribuito a sviluppare gli studi sull'effettiva validità sia del Modello Solare che del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli.
Inoltre, va notato che gli studi sui neutrini solari sono rilevanti sia in astrofisca che in fisica delle particelle:

- in astrofisica permettono di verificare direttamente le teorie sull'evoluzione stellare e sull'origine nucleare dell'energia prodotta nelle stelle. Riferendoci in particolare al Sole, sappiamo che esso è fortemente opaco alla radiazione elettromagnetica: un fotone prodotto al centro del Sole impiegherà $1.5 \cdot 10^5$ *anni* per uscire dal Sole, mentre un neutrino solo 2 $s$ [1]: i neutrini solari si presentano, quindi, come sonda privilegiata dell'interno solare;

- in fisica delle particelle permettono di determinare eventuali proprietà non

standard della teoria, quali la massa del neutrino e la mancata conservazione del numero leptonico, portando così ad un superamento del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli.

Considerando corretto il modello solare, si può dire che il *SNP* ha promosso i neutrini solari da semplici sonde delle teorie astrofisiche a veri e propri protagonisti di un nuovo campo di ricerca. Viceversa, attualmente, il Modello Solare Standard presenta alcune incosistenze (vedi Paragrafo 1.3) e la speranza è che i prossimi risultati degli studi sui neutrini solari permettano di chiarirne la causa.

In questo primo capitolo cominceremo, dunque, con l'illustrare il Modello Solare Standard e le relative previsioni sul flusso dei neutrini solari.

## 1.1 Il modello solare

La struttura e l'evoluzione di una stella sono determinate dalle quattro interazioni fondamentali. Una teoria che modellizzi il funzionamento e l'evoluzione di una stella simile alla nostra viene comunemente indicata come *Modello Solare* e per sua stessa natura necessita della convergenza di conoscenze provenienti da diversi settori della fisica. L'applicazione di un tale modello è particolarmente comoda nel caso del Sole, unico astro di cui sono noti con sufficiente precisione molti parametri fisici fondamentali (vedi Tabella 1.1):

| | |
|---|---|
| Massa ($M_\odot$) | $1.99 \cdot 10^{33}\ g$ |
| Raggio ($R_\odot$) | $6.96 \cdot 10^{10}\ cm$ |
| Densità media | $1.41\ g/cm^3$ |
| Densità centrale* | $1.52 \cdot 10^2\ g/cm^3$ |
| Luminosità elettromagnetica ($L_\odot$) | $3.844 \cdot 10^{33}\ erg/s$ |
| Luminosità in neutrini* | $0.023 L_\odot$ |
| Età ($t_\odot$) | $4.57 \cdot 10^9\ y$ |
| Temperatura effettiva superficiale | $5.78 \cdot 10^3\ K$ |
| Temperatura centrale | $15.7 \cdot 10^6\ K$ |
| Flusso totale di neutrini solari sulla Terra* | $6.54 \cdot 10^{10}\ cm^{-2}s^{-1}$ |

Tabella 1.1: Alcuni dei parametri solari. Le quantità contrassegnate con l'asterisco sono le stime di recenti modelli solari; gli altri parametri sono direttamente misurati o calcolati da dati sperimentali.

Come si vede in Tabella 1.1, l'età stimata del Sole è di circa $4.6 \cdot 10^9$ anni; tale stima deriva da studi geologici sui condriti, meteoriti risalenti probabilmente alla formazione del sistema solare. Assumendo che la luminosità solare si sia mantenuta costante dal momento dell'entrata del Sole in sequenza principale, si può escludere che la fonte di energia solare sia di origine gravitazionale; infatti, il tempo scala

gravitazionale risulta all'incirca essere $\dfrac{GM^2}{R_\odot L_\odot} \simeq 3 \cdot 10^7\ anni.$

Con la scoperta del nucleo e dell'equivalenza massa-energia si cominciò a pensare al meccanismo di produzione dell'energia solare in termini di reazioni nucleari [2]; vedremo che le reazioni che sostengono il Sole consistono nella fusione di 4 protoni in un atomo di elio, comportando, quindi, la conversione di 2 protoni in 2 neutroni, con conseguente emissione di 2 neutrini elettronici. Tali reazioni hanno un $Q$ valore all'incirca di 26 $MeV$; assumendo, perciò, che ogni nucleone nel Sole abbia a disposizione un quarto del $Q$ valore, ovvero circa 6 $MeV$ di energia, si può approssimativamente calcolare l'energia nucleare nel Sole, come segue:

$$E_{nucleare} = E_{nucleone} \times N_{nucleoni} = 6\ MeV \times \frac{M_\odot}{m_n} \simeq 6\ MeV \times \frac{2 \cdot 10^{33}\ g}{1.7 \cdot 10^{-24}\ g} \simeq 10^{51}\ erg,$$

dove $m_n$ è la massa del nucleone. In questo modo l'età solare risulta effettivamente prossima a quella tabulata:

$$t_\odot = \frac{E_{nucleare}}{L_\odot} \simeq 10^{10}\ anni.$$

### 1.1.1 Il Modello Solare Standard (SSM)

Il modello solare teorico deve esser in grado di predire sia il flusso che lo spettro dei neutrini emessi[1].
Nel costruire il modello solare sono importanti le seguenti assunzioni [3]:

1) **Equilibrio idrostatico**: si suppone che ci sia una situazione di equilibrio fra la contrazione gravitazionale del Sole e la pressione del gas di particelle che lo costituisce; questa condizione è fondamentale perchè una minima deviazione dalla condizione di equilibrio idrostatico porterebbe quasi istataneamente al collasso gravitazionale o all'esplosione della stella;

2) **Equilibrio termico**: garantisce il bilancio energetico fra il flusso netto dell'energia attraverso ogni strato dell'interno solare e la produzione di energia dovuto alle reazioni nucleari; diversamente dall'equilibrio idrostatico, l'equilibrio termico può essere violato per lunghi periodi nel corso della vita di una stella: in queste fasi l'equilibrio energetico è mantenuto grazie all'energia gravitazionale che interviene tramite contrazioni ed espansioni della stella, atte a ristabilire una situazione di stabilità;

3) **Equilibrio radiativo**: la luminosità totale del Sole dipende solo dal gradiente di temperatura tra i vari strati della stella; il flusso di energia uscente è dovuto principalmente al trasporto radiativo tramite diffusione dei fotoni; è per questo che l'opacità del mezzo stellare è uno dei parametri fondamentali da valutare;

[1] Questo aspetto permetterà l'interpretazione e il confronto dei dati forniti dagli esperimenti coi valori predetti dal modello per flusso e spettro dei neutrini.

4) **Equilibrio convettivo**: nel caso in cui l'equilibrio radiativo non sia stabile, si generano moti convettivi nella stella che permettono la riduzione del gradiente di temperatura all'interno di ogni singolo strato; da ciò consegue anche un rimescolamento effettivo del materiale all'interno di ogni zona convettiva che produce un'omogeneità della composizione chimica su scala macroscopica;

5) **Modificazione dell'abbondanza isotopica dovute solo alle reazioni nucleari**: supponendo che al momento della sua formazione il Sole fosse chimicamente omogeneo, nelle zone non interessate dal rimescolamento convettivo solo le reazioni nucleari possono produrre cambiamenti locali delle abbondanze.

Molti sono stati i modelli solari proposti, alcuni dei quali appositamente elaborati per cercare di spiegare il $SNP$. Il modello attualmente di riferimento viene chiamato *Modello Solare Standard (SSM)*; esso si ricava risolvendo une serie di equazioni di stato (tra cui quelle che descrivono le suddette condizioni di equilibrio), con le precise condizioni al contorno date dai parametri solari misurati sperimentalmente (parametri senza asterisco elencati in Tabella 1.1).
Fino a poco tempo fa, il modello solare più completo era quello di Bahcall-Serenelli, BS05(OP), dove OP significa Opacity Project, progetto con cui si sono effettuati calcoli più precisi e fisicamente più completi dell'opacità radiativa [4].
Recenti raffinamenti nella determinazione degli elementi pesanti sulla superficie del Sole hanno mostrato che l'abbondanza di tali elementi è minore di quanto precedentemente stimato: questa diminuzione delle abbondanze porta ad un'inconsistenza con le misure eliosismologiche (vedi Paragrafo 2.4.1) di cui attualmente non si conosce ancora l'origine. In [5] vengono presentati i calcoli più recenti dei flussi di neutrino ottenuti con le due differenti determinazioni delle abbondanze solari:

- alta metallicità ($BPS07_{highZ}$);
- bassa metallicità ($BPS07_{lowZ}$).

Quello che si trova è che i modelli a bassa metallicità sono inconsistenti coi dati eliosismologici, mentre usano le recenti determinazioni della abbonadanze solari; viceversa accade per i modelli ad alta metallicità.
Ai fini della determinazione dei flussi di neutrino, risulta, comunque, pressocchè indifferente la scelta di uno o dell'altro modello. In ogni caso, nel riportare i valori attesi per i flussi di neutrino (Paragrafo 1.3), mi riferirò al modello $BPS07_{highZ}$, che è quello attualmente favorito, pur non comprendendo i risultati delle più recenti analisi sulla composizione della superficie solare, che, come già detto, sono in conflitto con l'eliosismologia.

## 1.2 Le reazioni nucleari nel Sole

La teoria organica delle reazioni nucleari all'interno del Sole si deve in particolare ad Hans Bhete [6], che già nel 1939 aveva compreso l'importanza delle interazioni

deboli nei meccanismi di fusione dell'idrogeno.

In una stella come il Sole, le sequenze di reazioni che alimentano la luminosità consistono, come già accennato, in una fusione $4p \longrightarrow^4 He$ e possono essere di due tipi:

- la catena *protone* $-$ *protone* $(p-p)$;
- il ciclo CNO.

### 1.2.1 La catena p-p

La **catena p-p** è schematizzata in Figura 1.1.
Si vede che le prime reazioni che possono "accendere" questa catena sono:

$$p + p \longrightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e \tag{1.1}$$

$$p + e^- + p \longrightarrow {}^2H + \nu_e \tag{1.2}$$

Ovviamente la seconda reazione, essendo a tre corpi, avviene molto più raramente dell'altra (0.4% dei casi, come indicato in Figura 1.1).

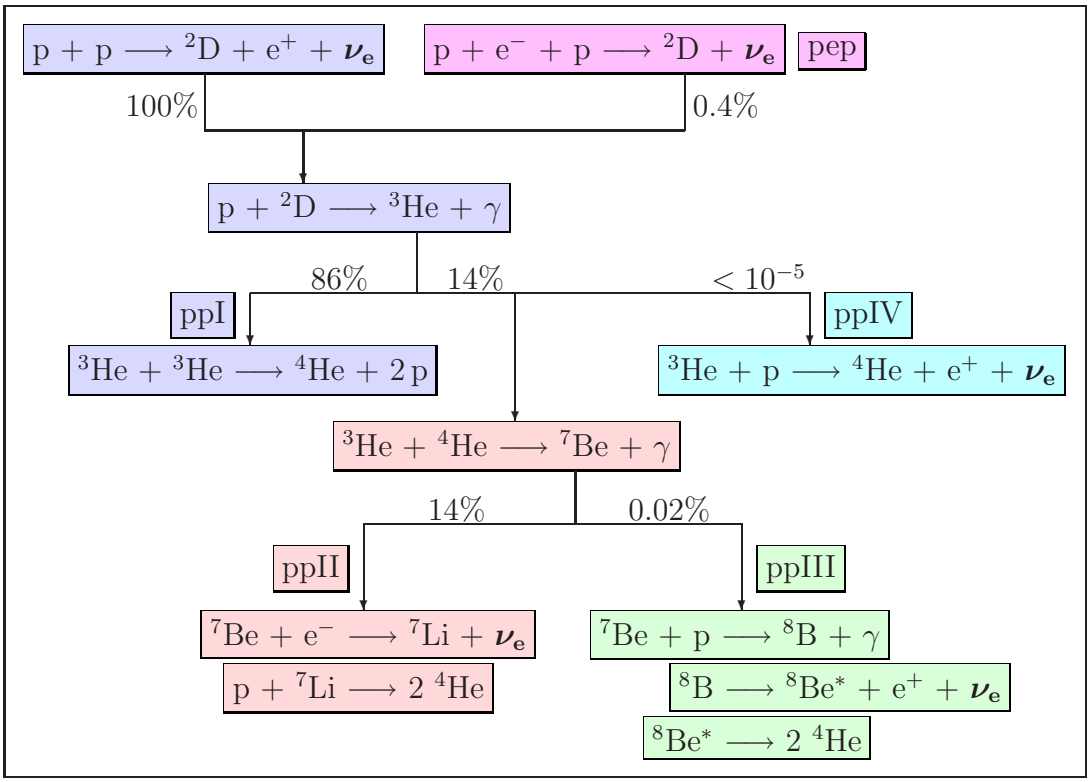



Figura 1.1: La catena protone-protone.

Nel Sole, un protone ha una vita media di circa $10^{10}$ *anni* rispetto alla reazione 1.1 [7]. All'equilibrio, quindi, il tasso di produzione energetica solare sarà sempre dettato da questa "lenta" reazione di "accensione"; la cosa non stupisce se si tiene conto che la 1.1 è una reazione debole che ha quindi una sezione d'urto più piccola di un fattore circa $10^{18}$ rispetto alle successive reazioni elettromagnetiche.

Il deuterio formatosi con la 1.1 o con la 1.2 reagisce velocemente con un altro protone secondo la reazione:

$$p + {}^2H \longrightarrow {}^3He + \gamma. \tag{1.3}$$

Così, la concentrazione di deuterio all'equilibrio risulta talmente bassa da poter trascurare processi come ${}^2H + {}^2H \longrightarrow {}^3He + p$.
L' ${}^3He$ formatosi con la 1.3 può reagire in tre modi diversi:

$$ {}^3He + p \longrightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e \tag{1.4}$$

$$ {}^3He + {}^4He \longrightarrow {}^7Be + \gamma \tag{1.5}$$

$$ {}^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + 2p \tag{1.6}$$

Notiamo che la 1.4 è una reazione debole, per cui molto sfavorita rispetto alle altre due che sono, invece, mediate da interazione forte. La 1.5 domina nelle fasi iniziali della stella, quando la concentrazione di ${}^4He$ è maggiore; successivamente, l'accumulo di ${}^3He$ diventa importate e la reazione dominante risulta la 1.6 che ha una maggiore sezione d'urto: è questa la reazione che determina la condizione di equilibrio del Sole in sequenza principale.
Così si conclude il primo ramo della *catena* $p - p$ (**PPI**).

Tornando al ${}^7Be$ prodotto nella 1.5, si possono aprire due diversi rami della catena:

**Ramo PPII**

$$ {}^7Be + e^- \longrightarrow {}^7Li + \nu_e \tag{1.7}$$

$$ {}^7Li + p \longrightarrow {}^4He + {}^4He \tag{1.8}$$

**Ramo PPIII**

$$ {}^7Be + p \longrightarrow {}^8B + \gamma \tag{1.9}$$

$$ {}^8B \longrightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e \tag{1.10}$$

$$ {}^8Be \longrightarrow {}^4He + {}^4He \tag{1.11}$$

Per tutti e tre i rami della catena $p - p$ il bilancio energetico è lo stesso:

$$ 4p \longrightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 26.7\ MeV \tag{1.12}$$

Quello che invece cambia tra un ramo e l'altro della catena è la frazione di energia portata via dai neutrini; quindi a seconda del ramo considerato sarà diversa la

frazione di energia rimanente che contribuisce al sostentamento energetico del Sole, che indichiamo con $Q_{eff} = Q - < E_\nu >$.
A prescindere dai pesi dei 3 diversi rami della catena, quello che si può osservare è che il primo neutrino di ciascun ramo viene prodotto dalla reazione 1.1 ed è quindi un $\nu_e^{pp}$, mentre il secondo è specifico del ramo:

**Ramo PPI**: anche il secondo neutrino è prodotto da una fusione $p-p$ secondo la 1.1 (che produce l'altro $^3He$ necessario per la 1.6) $\Rightarrow$ $\nu_e^{pp}$;

**Ramo PPII**: il secondo neutrino è prodotto dalla cattura elettronica su $^7Be$ secondo la 1.7 $\Rightarrow$ $\nu_e^{Be}$;

**Ramo PPIII**: il secondo neutrino proviene dal decadimento $\beta^+$ del $^8B$ tramite la 1.10 $\Rightarrow$ $\nu_e^{B}$.

### 1.2.2 Il ciclo CNO

La catena $p-p$ è la principale fonte di energia del Sole: essa contribuisce per il 98% all'energia prodotta nel Sole (e in generale domina nelle stelle poco massive) [8]. Accanto ad essa esiste però un'altra sequenza di reazioni che contribuisono, seppur marginalmente (2%), sia al sostentamento energetico del Sole che alla produzione di neutrini: il **ciclo CNO** (Figura 1.2). Si tratta di una sequenza ciclica la cui sigla

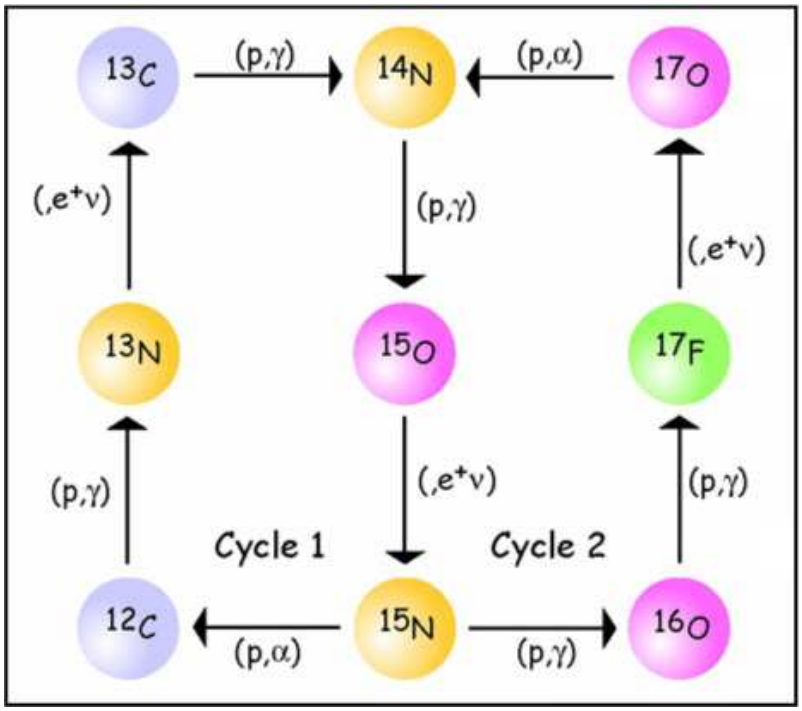



Figura 1.2: Il ciclo CNO.

deriva dal simbolo dei nuclei pesanti che vengono coinvolti come catalizzatori delle reazioni: Carbonio, Azoto, Ossigeno. Trattandosi di un ciclo, non esiste un vero punto iniziale: si sceglie un punto arbitrario da cui iniziare l'elenco delle reazioni costituenti.
Cominciando con la porzione di ciclo che coinvolge solo Carbonio e Azoto (*ciclo CN*), abbiamo:

$$^{12}C + p \longrightarrow {}^{13}N + \gamma \tag{1.13}$$

$$^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e \tag{1.14}$$

$$^{13}C + p \longrightarrow {}^{14}N + \gamma \tag{1.15}$$

$$^{14}N + p \longrightarrow {}^{15}O + \gamma \tag{1.16}$$

$$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e \tag{1.17}$$

$$^{15}N + p \longrightarrow {}^{12}C + {}^{4}He \tag{1.18}$$

con un bilancio complessivo di:

$$^{12}C + 4p \longrightarrow {}^{12}C + {}^{4}He + 2e^+ + 2\nu_e + 25.3\ MeV \tag{1.19}$$

quindi molto simile a quello della catena $p-p$ (eq. 1.12)[2], benchè mediato dal $^{12}C$.
Considerando ora anche l'Ossigeno, si hanno le reazioni del *ciclo NO*:

$$^{16}O + p \longrightarrow {}^{17}F + \gamma \tag{1.20}$$

$$^{17}F \longrightarrow {}^{17}O + e^+ + \nu_e \tag{1.21}$$

$$^{17}O + p \longrightarrow {}^{14}N + {}^{4}He \tag{1.22}$$

$$^{14}N + p \longrightarrow {}^{15}O + \gamma \tag{1.23}$$

$$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e \tag{1.24}$$

$$^{15}N + p \longrightarrow {}^{16}O + \gamma \tag{1.25}$$

Come si vede in Figura 1.2, i due cicli CN ed NO condividono le reazioni di conversione del $^{14}N$ in $^{15}N$ tramite cattura protonica e il successivo decadimento $\beta^+$ del nucleo di $^{15}O$ (reazioni 1.16 e 1.17 o 1.23 e 1.24). In ogni caso, le due reazioni di chiusura hanno frequenze molto diverse: la 1.25 ha frequenza relativa di $4 \cdot 10^{-4}$ rispetto alla 1.18: questo determina il peso relativo dei due cicli.
Come nel caso della catena $p-p$, anche per il ciclo CNO il *Modello Solare* prevede che ci sia una reazione più lenta che regola l'intero ciclo: si tratta della 1.16 (o 1.23). Calcolando la sezione d'urto di questa reazione [8], si può determinare la competitività del ciclo CNO rispetto alla catena $p-p$; si trova che le reazioni del ciclo CNO sono intrinsecamente molto probabili, ma vengono inibite dalle alte barriere coulombiane: esiste una temperatura critica al di sopra della quale il ciclo CNO ha

[2] Il minor guadagno energetico di questo secondo ciclo è dovuto al maggior contributo all'energia cinetica dei neutrini.

| **Reazione** | **Simbolo** |
|---|---|
| $p + p \longrightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e$ | $pp$ |
| $p + e^- + p \longrightarrow {}^2H + \nu_e$ | $pep$ |
| ${}^3He + p \longrightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e$ | $hep$ |
| ${}^7Be + e^- \longrightarrow {}^7Li + \nu_e$ | ${}^7Be$ |
| ${}^8B \longrightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e$ | ${}^8B$ |
| ${}^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e$ | ${}^{13}N$ |
| ${}^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e$ | ${}^{15}O$ |
| ${}^{17}F \longrightarrow {}^{17}O + e^+ + \nu_e$ | ${}^{17}F$ |

Tabella 1.2: Sorgenti di neutrino nella catena $p - p$ e nel ciclo CNO.

| **Sorgente** | **Q** $(\boldsymbol{MeV})$ | $<\mathbf{E}_\nu>$ $(\boldsymbol{MeV})$ |
|---|---|---|
| $pp$ | 1.442 | 0.265 |
| $pep$ | 1.442 | 1.442 |
| $hep$ | 19.795 | 9.625 |
| ${}^7Be$ | 0.862 | 0.813 |
| ${}^8B$ | 17.980 | 6.710 |
| ${}^{13}N$ | 2.221 | 0.707 |
| ${}^{15}O$ | 2.754 | 0.997 |
| ${}^{17}F$ | 2.762 | 0.999 |

Tabella 1.3: $Q$ valori ed energie medie dei neutrini emessi per le varie sorgenti.

il sopravvento sulla catena $p - p$. Per una stella come il Sole tale temperatura si aggira intorno ai $18 \cdot 10^6$ $K$, che è maggiore di quella dell'interno solare (vedi Tabella 1.1), anche se confrontabile; per questo nel caso del Sole il ciclo CNO contribuisce solo per il 2% alla produzione di energia.

Ricapitolando, quindi, le reazioni nel Sole che portano alla produzione di netrini sono quelle riassunte in Tabella 1.2.
In Tabella 1.3 sono riportati i $Q$ valori e le energie medie dei neutrini prodotti per le reazioni elencate in Tabella 1.2.

## 1.3 Il flusso dei neutrini solari

Una stima approssimativa del **flusso** di neutrini solari può essere ottenuta come segue:

- si suppone che il Sole sia in uno stato di equilibrio: l'energia termica prodotta è uguale all'energia irradiata dalla superficie;

| **Sorgente** | $\boldsymbol{E_\nu}$ $(MeV)$ | **BS05** $(cm^{-2}s^{-1})$ | **BPS07**$_{highZ}$ $(cm^{-2}s^{-1})$ |
|---|---|---|---|
| $pp$ | $0 \rightarrow 0.42$ | $5.99 \times 10^{10}(1 \pm 0.01)$ | $5.97 \times 10^{10}(1 \pm 0.01)$ |
| $pep$ | $1.44$ | $1.42 \times 10^{8}(1 \pm 0.01)$ | $1.41 \times 10^{8}(1 \pm 0.01)$ |
| $hep$ | $0 \rightarrow 18.8$ | $7.93 \times 10^{3}(1 \pm 0.15)$ | $7.90 \times 10^{3}(1 \pm 0.16)$ |
| $^7Be$ | $0.86(90\%\ )\ 0.38\ (10\%\ )$ | $4.84 \times 10^{9}(1 \pm 0.09)$ | $5.08 \times 10^{9}(1 \pm 0.05)$ |
| $^8B$ | $0 \rightarrow 14.06$ | $5.69 \times 10^{6}(1 \pm 0.13)$ | $5.95 \times 10^{6}(1^{+0.10}_{-0.09})$ |
| $^{13}N$ | $0 \rightarrow 1.2$ | $3.07 \times 10^{8}(1^{+0.20}_{-0.15})$ | $2.93 \times 10^{8}(1^{+0.15}_{-0.13})$ |
| $^{15}O$ | $0 \rightarrow 1.7$ | $2.33 \times 10^{8}(1^{+0.23}_{-0.16})$ | $2.20 \times 10^{8}(1^{+0.17}_{-0.14})$ |
| $^{17}F$ | $0 \rightarrow 1.7$ | $5.84 \times 10^{6}(1 \pm 0.25)$ | $5.82 \times 10^{6}(1^{+0.17}_{-0.14})$ |

Tabella 1.4: Flussi attesi per le sorgenti di neutrino solare e relative incertezze in base ai due modelli solari: $BS05$, $BPS07_{highZ}$ [4, 5].

- il flusso di energia solare che raggiunge il nostro pianeta, note la luminosità del Sole $L_\odot$ e la distanza Terra-Sole $d \simeq 1.5 \cdot 10^{11}\ m$, è:

$$F = \frac{L_\odot}{4\pi d^2} = 8.5 \times 10^{11}\ MeV cm^{-2}s^{-1};$$

- ogni 13 $MeV$ di energia termica prodotta, viene emesso un neutrino, dato che sia nella catena $p-p$ che nel ciclo CNO vengono liberati circa 26 $MeV$ e due neutrini;

- il flusso approssimato di neutrini risulta, quindi, essere [3]:

$$\Phi_\nu = \frac{F}{13\ MeV} \simeq 6.5 \times 10^{10}\ \nu_e\ cm^{-2}s^{-1}.$$

Per ognuna delle reazioni sorgenti di neutrini (Tabella 1.2) si può calcolare il flusso dei neutrini sulla Terra: si integra il tasso di interazione sul volume solare e si divide per la superficie sferica di raggio pari alla distanza media Terra-Sole.
A causa dell'eccentricità dell'orbita terrestre si può postulare una variazione stagionale del flusso pari a:

$$\frac{R_{max} - R_{min}}{R_{medio}} \simeq\ 7\%$$

e questo fatto sarà interessante nel valutare i risultati sperimentali di molti esperimenti.
Il calcolo dei flussi attesi viene fatto a partire dallo SSM (vedi Paragrafo 1.1.1).
In Tabella 1.4 sono elencati i flussi di neutrino calcolati a partire dal modello $BPS07_{highZ}$, per ogni sorgente di neutrino, con le relative incertezze.

Le incertezze riportate sono stimate ad 1 $\sigma$ e sono il risultato della propagazione degli errori di ciascun parametro del Modello Solare Standard. Va detto che esse

[3] Il flusso effettivo può differire da quello sopra riportato, a seconda del valore esatto di $< Q_{eff} >$, che, come si vede dalla Tabella 1.3, può variare tra 19.8 $MeV$ e 26.2 $MeV$.

sono ridotte nel caso del modello $BPS07$, rispetto ai valori che assumono nel modello $BS05$; i fattori che ne hanno permesso la riduzione sono due:

1. i recenti miglioramenti nella determinazione della sezione d'urto della reazione $^3He - {}^4He$, grazie all'esperimento LUNA;

2. la riduzione delle incertezze nella determinazione della composizione superficiale del Sole.

Come si vede dalla tabella, il flusso di neutrini noto con maggior precisione (1%) è quello dei neutrini da $p-p$; considerando poi il $BPS07_{highZ}$, nel caso del $^7Be$ l'incertezza è del 5%, mentre per il $^8B$ arriva al 10%, anche a causa dell'incertezza nel calcolo della sezione d'urto.
Bisogna notare che i neutrini del $^8B$ sono i più facili da rivelare, dato che le sezioni d'urto dei neutrini aumentano con l'energia, ma sono anche quelli il cui flusso è meno intenso ed è noto con maggior incertezza. Invece, i neutrini da $p-p$ sono quelli con flusso più abbondante e noto con maggior precisione, ma sono i più difficili da rivelare data la bassa energia che riduce la sezione d'urto e che porta spesso i neutrini sotto soglia di rivelazione (vedi Capitolo 2).

In Figura 1.3 viene riportato lo **spettro** dei flussi dei neutrini solari per le reazioni della catena $p-p$ e del ciclo CNO ottenuto con il $BS05$. Esso è fondamentalmente identico a quello del $BPS07$, l'unica differenza sta nel diverso valore delle incertezze che, come evidente dalla Tabelle 1.4, per il $BPS07$ è maggiore nel caso di neutrini da $^7Be$, $^8B$ e $CNO$.
Lo spettro dei neutrini solari si può scrivere come:

$$\Phi_{tot}(E_\nu) = \sum_i \Phi_i f_i(E_\nu)$$

dove $\Phi_i$ è il flusso totale della reazione $i$, mentre $f_i$ è lo spettro normalizzato, che può esser di due tipi:

**Decadimento $\beta^+$ a 3 corpi**: lo spettro è continuo con $0 < E_\nu < E_{max}$, dove $E_{max} = Q - 2m_e$ [4];

**Reazioni deboli a 2 corpi nello stato finale**: lo spettro è a righe monocromatiche con $E_\nu = Q$.

Notiamo che nel caso del $^7Be$ lo spettro consiste di due righe dato che il $^7Li$ dello stato finale si trova nel 90% dei casi nello stato fondamentale, mentre nel 10% dei casi è nel primo stato eccitato (circa 487 $keV$).

[4] $Q$ include l'energia di massa del positrone.

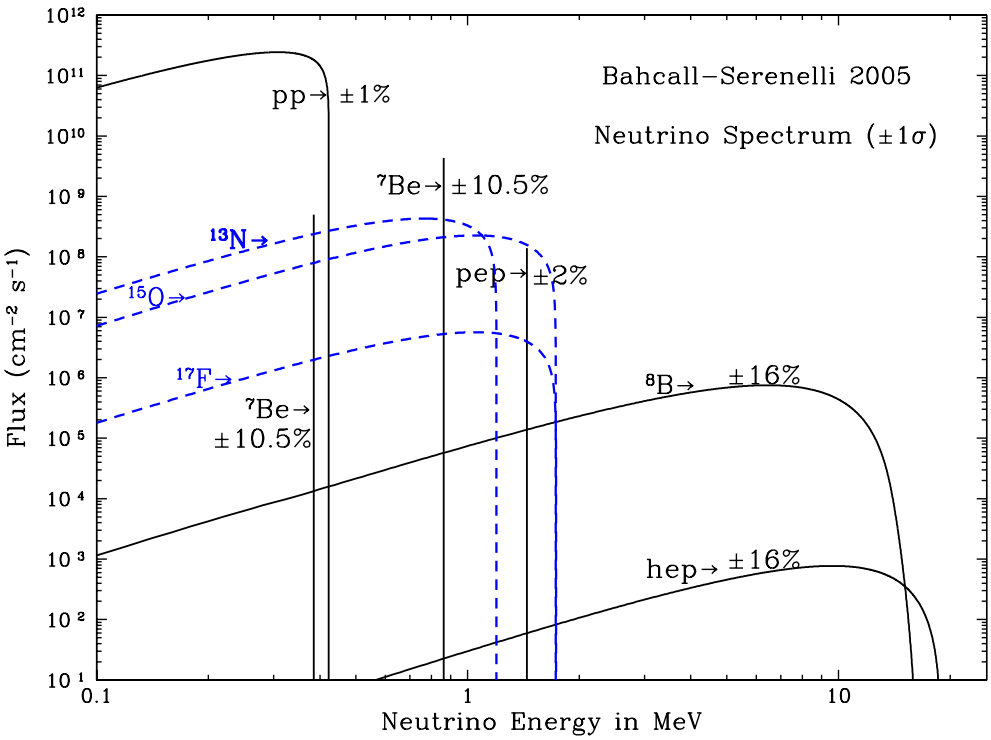



Figura 1.3: Spettro dei neutrini solari per le reazioni della catena $p-p$ e del ciclo CNO per il Modello Solare Standard $BS05$; tale spettro è pressocchè identico a quello del $BPS07$, tranne che per i valori sulle incertezze dei flussi da $^7Be$, $^8B$ e $CNO$ (vedi Tabella 1.4). Gli spettri continui rappresentano il numero di neutrini per unità di energia ($MeV$), mentre le righe discrete hanno l'ordinata uguale al flusso totale.

# Capitolo 2

# Il problema dei neutrini solari

Gli esperimenti sui neutrini solari hanno confermato, come vedremo, l'esistenza di un flusso di neutrini provenienti dal Sole; essi mostrano, però, un chiaro deficit (dal 30 al 50%) del flusso osservato rispetto a quanto atteso dal Modello Solare Standard. Da qui nasce il **problema dei neutrini solari (SNP)**.

Attualmente gli esperimenti sui neutrini riguardano diversi tipi di neutrino: solari, atmosferici, da reattore, da acceleratore (esperimenti Long BaseLine o Short BaseLine), da supernova. L'analisi combinata dei risultati ottenuti dai vari esperimenti ha permesso di comprendere sempre meglio la fisica dei neutrini. Ad esempio, la ricerca della soluzione al $SNP$, nato e studiato con esperimenti sui neutrini solari, è stata condotta anche dall'esperimento KamLAND sui neutrini da reattore, i cui risultati hanno permesso di restringere le regioni permesse per i parametri di neutrino [40].

In questo capitolo saranno presentati i criteri generali per la realizzazione di un esperimento sui neutrini, prendendo poi in considerazione gli esperimenti che hanno segnato le tappe della ricerca sui neutrini solari.
L'esperimento Borexino sarà trattato in un capitolo dedicato (Capitolo 4).

## 2.1 Caratteristiche generali degli esperimenti sui neutrini

La bassissima probabilità di interazione dei neutrini (le sezioni d'urto sono dell'ordine di $10^{-44} - 10^{-42}\ cm^2$) porta a due principali conseguenze:

- aspetto vantaggioso: i neutrini risultano essere sonde privilegiate di oggetti lontani;

- aspetto svantaggioso: la rivelazione dei neutrini risulta molto complessa.

Un'interazione di neutrino è quindi un *evento raro* e, come tale, richiede l'uso di particolari accorgimenti per la sua rivelazione:

1) **bersaglio di grande massa**: sono necessarie parecchie tonnellate di materiale per rivelare almeno un evento al giorno;

2) **esperimenti underground**: per limitare il fondo dovuto a raggi cosmici secondari, che in molti casi risulta essere indistinguibile dal segnale di neutrino e superiore ad esso di parecchi ordini di grandezza, l'ideale è che i rivelatori siano collocati in siti sotterranei dove la copertura rocciosa funge da schermo per questo tipo di fondo[1];

3) **alta radiopurezza dei materiali**: i decadimenti radioattivi dei materiali che costituiscono e circondano il rivelatore sono una pericolosa sorgente di fondo in grado di coprire il debole segnale di neutrino; servono quindi sofisticati impianti di purificazione dei materiali e schermature dalla radioattività esterna;

4) **segnatura caratteristica dell'evento di neutrino**: oltre a tutti gli accorgimenti elencati sopra, è necessario che l'evento di neutrino venga chiaramente identificato e distinto dal fondo in fase di analisi dei dati.

### 2.1.1 Tecniche di rivelazione dei neutrini solari

Per quanto riguarda i neutrini solari, le richieste sperimentali sopra elencate si sono concretizzate in due principali tipi di esperimenti:

1. **esperimenti radiochimici**;

2. **esperimenti di scattering elastico su elettrone**.

Come vedremo meglio in seguito, la prima tipologia di esperimenti permette di avere una soglia di rivelazione più bassa, ma non restituisce informazioni temporali, energetiche e direzionali degli eventi; viceversa accade par la seconda categoria di esperimenti.

## 2.2 Esperimenti radiochimici

Questi esperimenti si basano sulla reazione di *decadimento beta inverso*:

$$\nu_e + {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^-.$$

[1] Come avremo modo di vedere, le particelle da cui in ogni caso non è possibile schermarsi completamente sono i muoni cosmici che, essendo molto penetranti, riescono a superare le barriere di roccia.

La soglia della reazione è data dal $Q$ valore.
Il numero di interazioni per unità di tempo sarà dato da:

$$n = N \cdot R$$

dove $N$ è il numero di bersagli e $R$ il tasso di cattura per nucleo bersaglio. In genere il tasso di cattura viene misurato in $SNU$ (*Solar Neutrino Unit*):

$$1\ SNU = 1 \text{ cattura}/s/10^{36} \text{ bersagli.}$$

In questi esperimenti si sfrutta il fatto che, con una certa vita media, il nucleo creatosi dall'interazione di neutrino decade poi per cattura elettronica, come segue:

$$e^- + {}_{Z+1}^{A}X \longrightarrow {}_{Z}^{A}X + \nu_e.$$

Si procede, quindi, nel seguente modo:

- il bersaglio contenente nuclei di ${}_{Z}^{A}X$ viene esposto al flusso di neutrini per un tempo $t_{exp}$;

- dopo questo tempo, viene estratto il ${}_{Z+1}^{A}X$ prodotto, operazione difficile, in quanto richiede di separare qualche decina di atomi da tonnellate di materiale;

- i nuclei estratti vengono inseriti in contatori proporzionali che ne contano il numero, osservando i decadimenti per cattura elettronica[2] (visibili grazie all'emissione di un elettrone Auger di qualche $keV$) per un periodo comparabile con qualche vita media;

- il conteggio nei contatori prosegue per qualche tempo per avere una stima del fondo dello stesso;

- si sottrae il fondo dovuto a sorgenti di ${}_{Z+1}^{A}X$ diverse dai neutrini solari ($p_{fondo}$);

- si misura il tasso di cattura $R$, che sarà dato da:

$$R = \frac{N_{{}_{Z}^{A}X \to {}_{Z+1}^{A}X}}{N_{{}_{Z}^{A}X} \cdot t_{exp}} = \sum_i \Phi_{\nu,i} \cdot \langle \sigma_{\nu,i} \rangle.$$

  dove $\Phi_{\nu,i}$ è il flusso totale e $\langle \sigma_{\nu,i} \rangle$ la sezione d'urto mediata sull'intero spettro dei neutrini solari di sorgente $i$. La misura di $R$ permette di stimare i flussi di neutrini.

[2]Non è un caso che si scelgano nuclei che decadono per cattura elettronica: infatti questo processo è in competizione col decadimento $\beta^+$, ma risulta avere soglia più bassa.

Quello che si cerca è quindi un segnale di decadimento a vita media $\tau$, sovrapposto a un fondo costante.

Il numero medio di atomi presenti nel campione estratto sarà dato dalla soluzione dell'equazione:

$$\frac{dN_{{}_{Z+1}^{A}X}}{dt} = N_{{}_{Z}^{A}X} \sum_i \Phi_{\nu,i} \cdot \langle \sigma_{\nu,i} \rangle + p_{fondo} - \lambda_{{}_{Z+1}^{A}X} N_{{}_{Z+1}^{A}X}.$$

dove $\lambda$ è la costante di decadimento, ovvero l'inverso della vita media.
Per un certo periodo di esposizione si ottiene:

$$N_{{}_{Z+1}^{A}X}(t_{exp}) = \frac{N_{{}_{Z}^{A}X} \sum_i \Phi_{\nu,i} \langle \sigma_{\nu,i} \rangle + p_{fondo}}{\lambda_{{}_{Z+1}^{A}X}} \Big(1 - exp\big( - \lambda_{{}_{Z+1}^{A}X} t_{exp}\big)\Big)$$

da cui si vede che per tempi piccoli rispetto alla vita media il numero di nuclei ${}_{Z+1}^{A}X$ cresce linearmente col tempo:

$$N_{{}_{Z+1}^{A}X}(t_{exp}) = \frac{N_{{}_{Z}^{A}X} \sum_i \Phi_{\nu,i} \langle \sigma_{\nu,i} \rangle \ + \ p_{fondo}}{\lambda_{{}_{Z+1}^{A}X}} \ t_{exp},$$

mentre per tempi molto maggiori della vita media si raggiunge l'equilibrio tra il tasso di produzione e quello di decadimento cosicchè $N_{{}_{Z+1}^{A}X}$ risulta costante:

$$N_{{}_{Z+1}^{A}X}(t_{exp}) = \frac{N_{{}_{Z}^{A}X} \sum_i \Phi_{\nu,i} \langle \sigma_{\nu,i} \rangle \ + \ p_{fondo}}{\lambda_{{}_{Z+1}^{A}X}}.$$

Per massimizzare il numero di nuclei prodotti da cattura di neutrini è quindi sufficiente esporre il bersaglio per qualche vita media e non si guadagna nulla con un'esposizione più lunga.

I tipi di **fondo** per questi esperimenti sono fondamentalmente due:

1. sorgenti alternative di ${}_{Z+1}^{A}X$, come ad esempio muoni cosmici (che per interazioni anelastiche possono dar luogo a radioisotopi, tra cui ${}_{Z+1}^{A}X$) o protoni (prevenienti da processi di scattering e assorbimento di neutroni veloci) che possono dar luogo alla reazione $p +_{Z}^{A} X \longrightarrow n +_{Z+1}^{A} X$;

2. eventi con segnatura simile a quella dei decadimenti del nuclide attivo, ma dovuti a processi fisici differenti; è il caso di tutte le sorgenti radiottive, come ad esempio il $^{222}Rn$, particolarmente temibile per la sua capacità di insinuarsi in forma gassosa all'interno del rivelatore.

È chiaro che gli esperimenti radiochimici sono sensibili solo a neutrini elettronici. Inoltre, come già accennato, essi non danno indicazioni riguardo all'interazione

originale, ovvero non si possono misurare tempo, energia e direzione del neutrino catturato. Infatti, il segnale è dato dall'integrale su $t_{exp}$ della porzione di spettro sopra soglia. Tale soglia energetica risulta essere piuttosto bassa (centinaia di $keV$), ed è questo il punto di forza degli esperimenti radiochimici.

Da quanto detto, si capisce che i requisiti fondamentali per questo tipo di esperimenti sono:

1. bassa soglia per la reazione di cattura di neutrino su nucleo;
2. alta abbondanza relativa dell'isotopo sensibile alla cattura di neutrino;
3. facilità di separazione chimica degli isotopi prodotti;
4. vita media dell'isotopo prodotto nell'intervallo di 1 $giorno -$ 1 $anno$, in modo da non perdere una parte di segnale durante l'estrazione (che ha tempi dell'ordine del giorno) e da poter distinguere chiaramente il segnale dal fondo;
5. buona conoscenza delle sezioni d'urto di cattura di neutrino.

Il primo esperimento sui neutrini solari è stato proprio un esperimento radiochimico, *Homestake*, che da subito evidenziò il $SNP$. Ad esso ne sono seguiti altri due, $GALLEX$ e $SAGE$ che hanno a loro volta misurato un deficit di flusso di neutrini rispetto a quanto predetto dal Modello Solare Standard.

### 2.2.1 Homestake

L'idea orginale dell'esperimento risale a Pontecorvo (1946) [10], ma la realizzazione, nel 1968, si deve a R. Davis e ai suoi collaboratori [11]. Homestake è stato il primo esperimento sui neutrini solari e per oltre vent'anni di presa dati è stata l'unica fonte di informazione riguardo al loro flusso.

Il bersaglio del rivelatore è costituito da $2.2 \times 10^{30}$ atomi di $^{37}Cl$, nella forma di 615 $t$ di tetracloroetilene ($C_2Cl_4$) e si trova nella miniera d'oro di Homestake (Sud Dakota), ad una profondità di 4200 metri equivalenti d'acqua. La reazione di cattura su nucleo che si ottiene è:

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar.$$

Questa reazione ha una soglia energetica di 0.814 $MeV$ ed è quindi sensibile solo ai neutrini di $^8B$, $^7Be$ e da $CNO$. Inoltre ricordiamo che si tratta di una reazione a corrente carica e quindi sensibile solo a neutrini elettronici.
La scelta del $^{37}Cl$ è dovuta al fatto che esso risponde bene a tutte le richieste per un esperimento radiochimico, dato che:

- ha bassa soglia energetica della reazione di cattura;

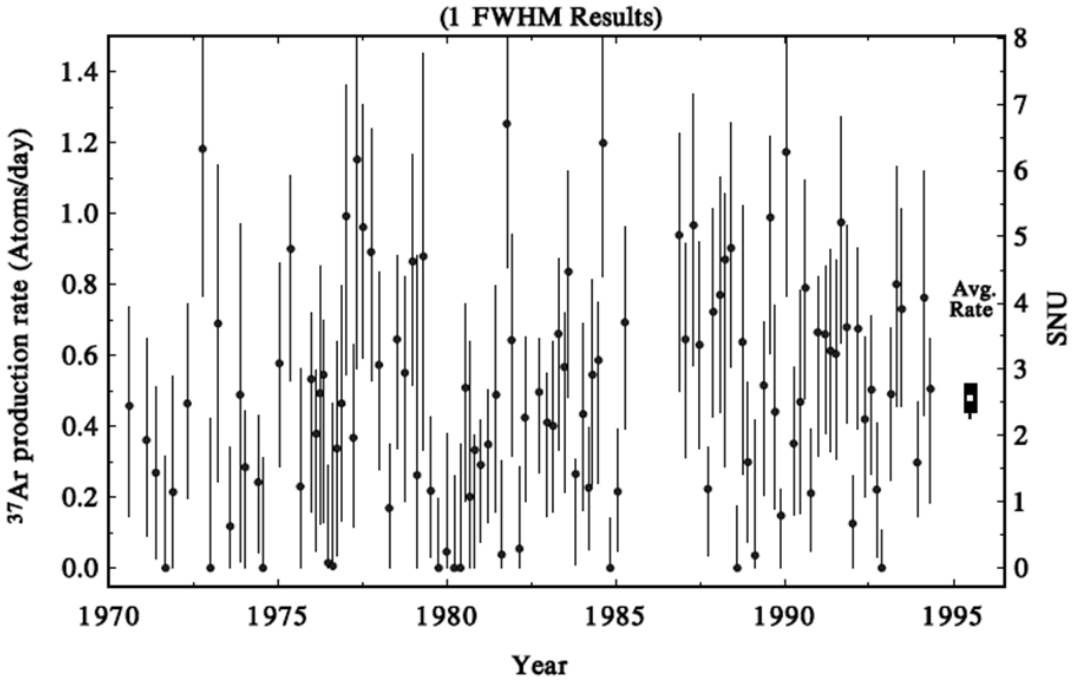



Figura 2.1: Risultati sperimentali di Homestake per 108 osservazioni di neutrino solare dopo 25 anni di presa dati. Gli errori mostrati sono a 1 $\sigma$. Il tasso di interazione è espresso a sinistra in atomi di $^{37}Ar$ prodotti al giorno e a destra in $SNU$ [12].

- l'abbondanza isotopica del $^{37}Cl$ è del 24.4%;
- l' $^{37}Ar$ è estratto con facilità, essendo un gas nobile;
- la vita media dell'$^{37}Ar$ è di 50.5 $d$;
- la sezione d'urto è nota con una precisione del 10%; in particolare essa vale:

  $\langle\sigma\rangle = 1.4 \cdot 10^{-42}\ cm^2$ mediata sullo spettro dei neutrini da $^8B$,

  $\sigma = 2.4 \cdot 10^{-46}\ cm^2$ per neutrini da $^7Be$ ($E_\nu = 861\ keV$).

L' $^{37}Ar$ è estratto periodicamente ogni 2 o 3 vite medie e inserito nei contatori proporzionali a basso fondo dove viene lasciato in misura per circa 400 giorni (8 vite medie) e dove decade per cattura elettronica; l'elettrone Auger di diseccitazione del

$^{37}Cl$ ha energia di 2.8 $keV$ e costituisce il segnale registrato con un efficienza del 95%.

Il risultato ottenuto relativo al flusso di neutrini solari dopo 25 anni di presa dati (vedi Figura 2.1) è di [12]:

$$(2.56 \pm 0.16\ [stat]\ \pm 0.16[sist])\ SNU$$

da confrontare con la previsione del SSM [13]:

$$(8.5 \pm 1.8)\ SNU$$

Il 77% e il 14% di questo flusso sono dovuti rispettivamente ai neutrini da $^{8}B$ e $^{7}Be$, mentre il contributo dei neutrini dal *pep* e dal CNO è minore di 1 $SNU$.
Questa discrepanza tra flusso misurato e flusso atteso ha dato inizio al *Problema dei neutrini solari.*

### 2.2.2 GALLEX - GNO

L'esperimento **GALLEX** (GALLium EXperiment) fu proposto da un gruppo di fisici di Homestake nel 1966; si tratta di un esperimento radiochimico, realizzato sottoterra nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS, Italia), ad una profondità di 1400 $m$ di roccia (3800 $m$ equivalenti d'acqua); il bersaglio del rivelatore era costituito da 30.3 $t$ di Gallio sciolto, nella forma di 60 $m^3$ di $GaCl_3$.
La reazione di cattura sfruttata è quella su $^{71}Ga$:

$$\nu_e + {}^{71}Ga \longrightarrow e^- + {}^{71}Ge.$$

che ha una soglia di 0.233 $MeV$, permettendo quindi la rivelazione anche di neutrini da $p - p$.

Il $^{71}Ga$ risponde molto bene ai requisiti richiesti dagli esperimenti radiochimici:

- la soglia energetica è molto bassa;
- l'abbondanza isotopica del $^{71}Ga$ è del 39.9%;
- il $^{71}Ge$ è estratto con facilità[3];
- la vita media del $^{71}Ge$ è di 11.43 $d$;
- la sezione d'urto è nota con precisione; in particolare essa vale [16]:

$$\langle\sigma\rangle = 11.75(1^{+0.024}_{-0.023}) \cdot 10^{-46}\ cm^2 \quad \text{mediata sullo spettro dei neutrini da } p-p,$$
$$\langle\sigma\rangle = 21580(1^{+0.32}_{-0.15}) \cdot 10^{-46}\ cm^2 \quad \text{mediata sullo spettro dei neutrini da } {}^{8}B,$$
$$\sigma = 68.22(1^{+0.070}_{-0.023}) \cdot 10^{-46}\ cm^2 \quad \text{per neutrini da } {}^{7}Be\ (E_\nu = 861\ keV).$$

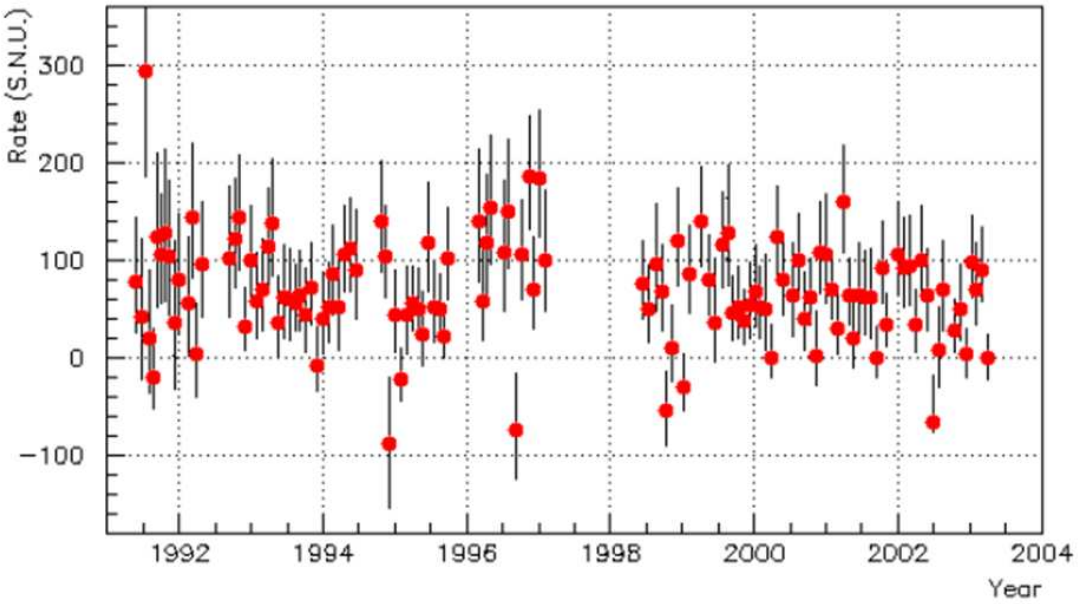



Figura 2.2: Risultati sperimentali dei singoli *run* per GALLEX e GNO. Le barre di errore sono $\pm\ \sigma$ e includono solo l'errore statistico [15].

L'estrazione del Germanio avviene ogni 4 settimane (2-3 vite medie); esso viene lasciato per 6 mesi in contatori proporzionali che ne misurano il decadimento in $^{71}Ga$, rivelando l'elettrone Auger di diseccitazione di quest'ultimo. L'elettrone Auger può avere energie di 10.37 $keV$, 1.2 $keV$ o 0.12 $keV$ se la cattura elettronica avviene dalla shell $K$ (88% dei casi), mentre ha energia di 1.2 $keV$ o 0.12 $keV$ se la cattura elettronica è da shell $L$ (10.3% dei casi) o $M$ (1.7% dei casi).
Il fatto di avere elettroni Auger nel 100% dei decadimenti permette di avere, nei contatori proporzionali, una serie di vantaggi:

- buona efficienza;
- segnale monocromatico, che facilita la discriminazione del segnale dal fondo in base all'energia depositata;
- l'analisi del tempo di salita dell'impulso permette un'ulteriore separazione del segnale dal fondo.

Il flusso misurato tra il 1991 e il 1997 (65 *runs*)[4] è di [14]:

[3]Va notato che, diversamente dal caso di Homestake, nel caso degli esperimenti a $^{71}Ga$ è stato possibile stimare l'efficienza di estrazione tramite calibrazione con una sorgente di $^{51}Cr$; questo ha permesso di escludere l'inefficienza di estrazione come causa del deficit osservato.

[4]L'esperimento Gallex fu proposto nel 1966, ma l'inizio dei lavori cominciò solo nel 1988 a causa di problemi di finanziamento dovuti all'alto costo del $Ga$.

$$R_{GALLEX} = (77.5 \pm 6.2[stat] \ ^{+4.5}_{-4.3}[sist]) \ SNU.$$

Il modello solare BP (Bahcall-Pisonneault)[5] prevedeva il seguente tasso di neutrini [8]:

$$(131^{+12}_{-10}) \ SNU,$$

con un contributo parziale del 60% dalla reazione $p - p$, e del 29% dal $^7Be$.

GALLEX fu terminato nel 1997. Dopo una ricostruzione completa dei contatori proporzionali e dell'elettronica relativa, l'esperimento fu riavviato nel 1998 con il nome di **GNO** (Gallium Neutrino Observatory). Esso ha preso dati fino al 2003 (58 *runs*), ottenendo una misura del flusso di neutrini di [15]:

$$R_{GNO} = (62.9 \pm 5.4[stat] \pm 2.5[sist]) \ SNU$$

Combinando le misure di flusso di neutrino di GALLEX e GNO (1991-2003), si ottiene [15]:

$$R_{GALLEX+GNO} = (69.3 \pm 4.1[stat] \pm 3.6[sist]) \ SNU$$

come si vede in Figura 2.2.
Si trova quindi che il rapporto tra flussi misurati e attesi è:

$$\frac{R_{GALLEX-GNO}}{R_{atteso}} = (52.9 \pm 6.4)\%.$$

### 2.2.3 SAGE

SAGE (Soviet American Gallium Experiment) è un secondo esperimento che sfrutta la reazione di cattura su $^{71}Ga$ (Eq 2.2.2). Fu collocato nei Laboratori sotterranei a Baksan nelle montagne del Nord del Caucaso a 4700 metri equivalenti d'acqua; il volume bersaglio corrisponde a una massa di 50 $t$ di Gallio allo stato metallico. La massa del bersaglio è quasi doppia di quella di GALLEX-GNO; nonostante ciò la statistica non è molto migliore.
Il flusso medio misurato (nel periodo dal 1990 al 2003) è [16]:

$$R_{SAGE} = (66.2 \ ^{+3.5}_{-3.4}[stat] \ ^{+3.8}_{-3.4}[sist]) \ SNU.$$

In questo caso il rapporto tra flusso atteso e misurato è di:

$$\frac{R_{SAGE}}{R_{atteso}} = (50.5 \pm 6.2)\%.$$

[5] Tale modello è una versione precedente a quello di Bahcall-Serenelli.

## 2.3 Esperimenti di scattering su elettroni

L'altra tipologia di esperimenti sui neutrini solari sfrutta la rivelazione dei neutrini diffusi per scattering elastico, in base alla reazione:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{2.1}$$

dove $x = e, \mu, \tau$.
Il vantaggio principale che deriva dall'utilizzo di questa reazione è che la sezione d'urto della 2.1 è perfettamente calcolabile nell'ambito della teoria elettrodebole, cosa impossibile nel caso dei fenomeni di cattura su nucleo.
Tale sezione d'urto è data da [17]:

$$\frac{d\sigma_\nu}{dT_e} = \sigma_0 \Big[ g_l^2 + g_r^2 \Big(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\Big)^2 - g_l g_r \frac{T_e}{E_\nu^2} \Big]$$

dove:

- $\sigma_0$ è un fattore dimensionale pari a $\sigma_0 = 88.083 \cdot 10^{-46}\ cm^2$;
- $g_l = \pm\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$;
- $g_r = \sin^2\theta_W$;
- $\theta_W$ è l'angolo di mixing debole;
- $T_e$ è l'energia cinetica di rinculo dell'elettrone;
- $E_\nu$ è l'energia iniziale del neutrino.

Notiamo che, lo scattering di $\nu_e$ può avvenire sia per corrente neutra che per corrente carica, mentre lo scattering di $\nu_\mu$ e $\nu_\tau$ avviene solo per corrente neutra. Di questa differenza tiene conto il coefficiente $g_l$ in cui compare $+\frac{1}{2}$ nel caso di $\nu_e$ e $-\frac{1}{2}$ nel caso di $\nu_{\mu,\tau}$.
Così si ottiene:

$$\sigma_{\nu_e e^-}(E_\nu, T_e) = 101.0 \cdot\ 10^{-46} \Big[ (1 - 0.18\frac{T_e}{E_\nu} + 0.090\Big(1 - \frac{1.62}{T_e}\Big)\Big(\frac{T_e}{E_\nu}\Big)^2 \Big]\ cm^2$$

$$\sigma_{\nu_{\mu,\tau} e^-}(E_\nu, T_e) = 21.7 \cdot\ 10^{-46} \Big[ (1 - 0.84\frac{T_e}{E_\nu} + 0.42\Big(1 - \frac{0.60}{T_e}\Big)\Big(\frac{T_e}{E_\nu}\Big)^2 \Big]\ cm^2$$

Osserviamo che:

$$\frac{\sigma_{\nu_e e^-}(E_\nu, T_e)}{\sigma_{\nu_{\mu,\tau} e^-}(E_\nu, T_e)} \simeq 6$$

aspetto che diventerà importante quando analizzeremo gli esperimenti che hanno sfruttato la reazione di scattering elastico su elettroni.

Le principali tecniche di rivelazione possibili per questa tipologia di reazione di neutrino sono:

- rivelazione della luce Čerenkov prodotta in acqua dagli elettroni diffusi;
- rivelazione della luce di scintillazione in scintillatori organici.

Concentrandoci in particolare sui rivelatori Čerenkov ad acqua[6], possiamo dire che, per la natura stessa del processo di scattering, la rivelazione dei neutrini avviene in tempo reale. Questo porta a una serie di vantaggi:

1. si può risalire alla direzione del neutrino incidente misurando quella dell'elettrone diffuso; in questo modo si può sia verificare la provenienza dei neutrini dal Sole, che discriminare il segnale dal fondo isotropo;
2. l'informazione temporale permette di studiare fenomeni legati alla periodicità del segnale (modulazione stagionale ed effetto giorno-notte);
3. dalla misura dell'energia dell'elettrone diffuso si possono ottenere informazioni riguardo a quella del neutrino incidente, ottenendo così un'indicazione sullo spettro dei neutrini.

Possiamo osservare che la reazione 2.1 non ha una soglia intrinseca; sarà quindi il fondo a determinare la soglia di rivelazione, a prescindere dal rivelatore usato. Tale soglia, come vedremo meglio, si aggira intorno ai 5 $MeV$ e risulta quindi maggiore di quella degli esperimenti radiochimici, in particolare di quelli a $^{71}Ga$ che, come abbiamo già visto, sono sensibili anche ai neutrini da $p-p$.

### 2.3.1 Kamiokande

Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) è stato il secondo esperimento sui neutrini solari.
Scopo primario dell'esperimento era la ricerca del decadimento dei nucleoni e in tal senso ha operato nel periodo 1985-1987. Trattandosi di eventi rari, i requisiti per l'esperimento erano analoghi a quelli richiesti per lo studio dei neutrini. Il rivelatore, infatti, era costituito da 2142 $t$ di acqua, contenuti in una tanica di circa 16 $m$ di diametro, e si trovava nella miniera di Kamioka (Giappone), in modo da essere schermato dai raggi cosmici. La rivelazione della luce Čerenkov avveniva tramite 948 fotomoltiplicatori.
Per la rivelazione dei neutrini è stata necessaria una purificazione dell'acqua che rimuovesse i radioisotopi presenti, in modo da portare la soglia energetica a 7.5 $MeV$; Kamiokande ha quindi potuto osservare solo la coda dei neutrini da $^{8}B$. In ogni caso, esso è stato il primo esperimento in tempo reale, capace di identificare e ricostruire singoli eventi e di determinare la direzione e l'energia dei neutrini. In questo modo si è potuta verificare per la prima volta l'origine solare dei neutrini. Inoltre, esso è

[6]Dei rivelatori a scintillazione parleremo diffusamente nel capitolo dedicato al'esperimento Borexino (Capitolo 4).

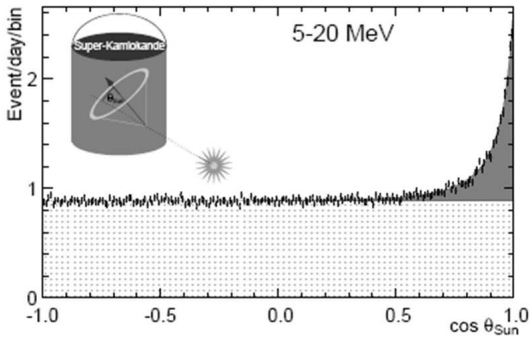



Figura 2.3: Distribuzione angolare degli eventi candidati a neutrini solari da Super-Kamiokande-I. L'area punteggiata rappresenta il fondo, quella colorata di grigio il picco dello scattering elastico [19].

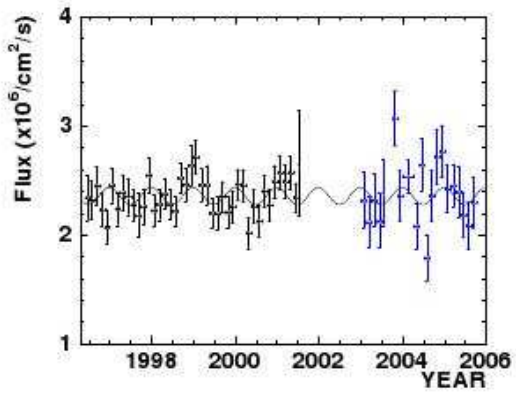



Figura 2.4: Flusso dei neutrini solari del $^8B$ in funzione del tempo misurati da Super-Kamiokande-I eSuper-Kamiokande-II [20].

sensibile a tutti i sapori di neutrino, anche se non è in grado di distinguerli.

I risultati pubblicati [18] riportano un flusso misurato di neutrini da $^8B$ durante tutto il periodo di presa dati (1987-1995)[7]:

$$\Phi_{Kamiokande} = (2.80 \pm 0.19[stat] \pm 0.33[sist]) \cdot 10^6 \ cm^{-2} \ s^{-1},$$

che, confrontato col valore atteso (vedi Tabella 1.4):

$$\Phi_{atteso} = (5.69 \pm 0.13) \cdot 10^6 \ cm^{-2} \ s^{-1},$$

dà un rapporto di circa 0.49, confermando il deficit già riscontrato da Homestake.

### 2.3.2 SuperKamiokande

SuperKamiokande riprende "in grande" i principi fisici e la struttura generale del predecessore Kamiokande.
Il bersaglio (contenuto nel cilindro interno) è costituito da 32000 $t$ di acqua ultrapura ed è osservato da 11200 fotomoltiplicatori di 50 $cm$ di diametro. Nel cilindro esterno sono contenute altre 18000 $t$ d'acqua che fungono da veto per muoni cosmici e radioattività ambientale. Le dimensioni della struttura complessiva sono: 41.4 $m$ di altezza e 39.3 $m$ di diametro.
Grazie ad una migliore purificazione dell'acqua e alla rimozione del Radon, la soglia energetica è stat ridotta a 5 $MeV$.

[7] Il rivelatore è stato poi smantellato, lasciando il posto all'esperimento KamLAND.

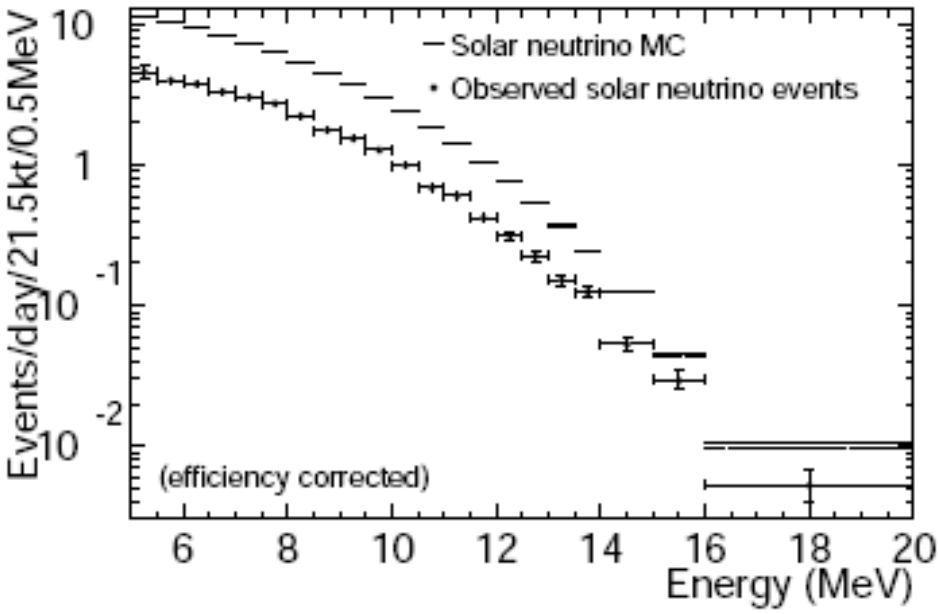



Figura 2.5: Spettro di energia del segnale di neutrino solare in Super-Kamiokande-I. Per la simulazione Monte Carlo è stato usato il flusso previsto dallo SSM PB04 [19].

La prima fase di Super-Kamiokande iniziò nel Maggio del 1996 e terminò nel luglio del 2001. Nel Luglio 2001, durante alcuni lavori di manutenzione, il rivelatore subí un grosso danno: circa il 50% dei fotomoltiplicatori implose durante il riempimento del rivelatore con l'acqua; dopo un riposizionamento dei 5182 fotomoltiplicatori integri, l'esperimento riprese nel Dicembre 2002 con la seconda fase, termianata nell'Ottobre 2005.
Per quanto riguarda i neutrini solari, il flusso di $\nu_e$ da $^8B$ osservato durante i 1496 giorni della Fase I (*SK-I*) è [19]:

$$\Phi_{SK-I}(\nu_e^{8B}) = (2.35 \pm 0.02[stat] \pm 0.08[sist]) \cdot 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1}.$$

Questo valore è in accordo con quello di Kamiokande (con errori più piccoli) e rappresenta circa il 41% del flusso standard previsto.
Invece, il flusso di $\nu_e$ da $^8B$ osservato durante i 791 giorni della Fase II (*SK-II*) è [20]:

$$\Phi_{SK-II}(\nu_e^{8B}) = (2.38 \pm 0.05[stat]\ ^{+0.16}_{+0.15}[sist]) \cdot 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1},$$

misura che risulta consistente con quella di *SK-I*. In *SK-II* l'errore risulta maggiore di quello in $SK - I$, e la soglia di rivelazione più alta ($7\ MeV$).

Essendo, come il suo predecessore, un rivelatore in tempo reale, Super-Kamiokande ha potuto misurare la direzione di provenienza dei neutrini (vedi Figura 2.3); inoltre, esso è stato il primo esperimento in grado di misurare con precisione la modulazione annuale nel flusso di neutrini solari prodotto dall'eccentricità dell'orbita della Terra intorno al Sole (vedi Figura 2.4), nonchè la forma in energia del $^8B$ (Figura 2.5).

## 2.4 Il problema dei neutrini solari

Da quanto descritto finora, appare chiaro che i dati sperimentali risultano incompatibili con quanto atteso dal Modello Solare Standard (vedi Figura 2.6).

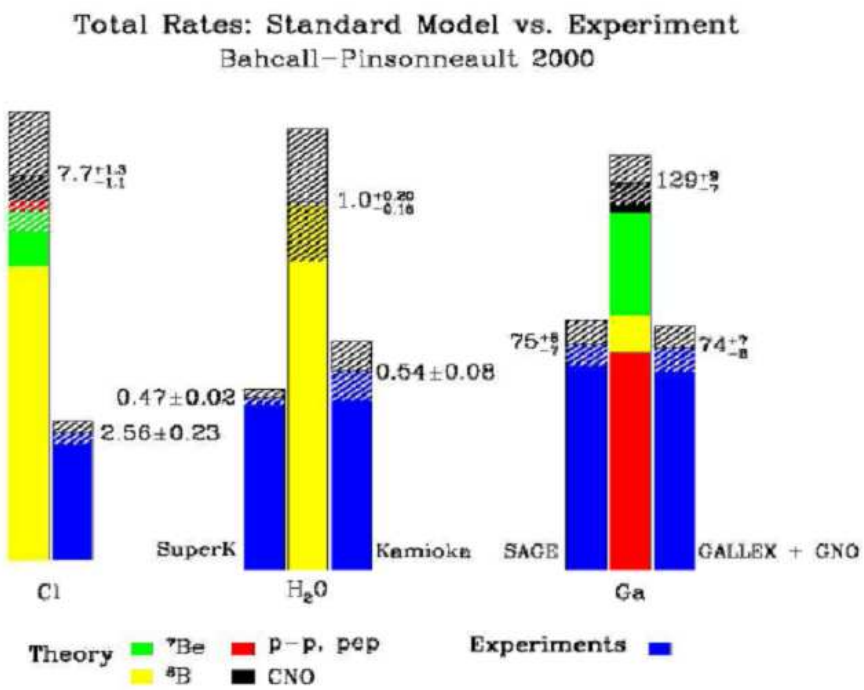



Figura 2.6: Confronto tra conteggi di neutrini calcolati e osservati fino al 2001.

Si possono individuare tre diversi aspetti del problema del neutrino solare [21]:

1. **flusso di neutrini osservato rispetto a quello atteso**: il rapporto tra la misura del flusso nell'esperimento di Davis e quella predetta nel SSM è di circa uno a tre. Negli anni '90 le misure di Kamiokande portano a una discrepanza

di un fattore due. Il *primo problema dei neutrini solari* risiede quindi nella discrepanza tra i rate assoluti misurati e previsti.

2. **incompatibilità tra gli esperimenti Homestake e Kamiokande**: nel 1990 si presenta il *secondo problema dei neutrini solari*: la forma dello spettro dei neutrini da $^8B$ si può calcolare teoricamente dato che non dipende dal flusso totale di neutrini; assumendo che il neutrino segua il Modello Standard, si riesce a calcolare il rate di neutrino da $^8B$ atteso in Homestake a partire da quello osservato in Kamioande e SuperKamiokande, che risulta essere $3.2 \pm 0.4$ $SNU$ e $2.8 \pm 0.1$ $SNU$ rispettivamente; entrambe queste stime superano, però, il rate misurato da Homestake ($2.56 \pm 0.23$ $SNU$). Inoltre, questo significa che il contributo da *pep*, $^7Be$ e $CNO$ dovrebbe essere negativo, mentre lo SSM prevede che sia di 1.8 $SNU$;

3. **esperimenti col Gallio: scomparsa dei neutrini del** $^7Be$: i risultati combinati di GALLEX e SAGE danno come rate $73 \pm 5$ $SNU$, ma il valore previsto dallo SSM per i soli neutrini da *p-p* e *pep* è di 72.4 $SNU$; dato che i flussi di questi ultimi dipendono solo dalla luminosità solare e sono, quindi, ben conosciuti, risulta difficile metterne in discussione la stima teorica. Inoltre dai dati di SuperKamiokande risulta che i neutrini da $^8B$ contribuiscono con altri 6 $SNU$. Il *terzo problema dei neutrini solari* deriva quindi dal fatto che non c'è spazio nei $73 \pm 5$ $SNU$ per i $34 \pm 3$ $SNU$ dei neutrini da $^7Be$. La risoluzione di questo problema sarebbe costruire un modello solare che riduca a zero il flusso dei neutrini da $^7Be$, cosa che non è possibile fare se non si riduce anche il flusso dei neutrini da $^8B$, che sono prodotti a partire dalla stessa reazione dei $\nu_e^{Be}$ (vedi Figura 1.1). Per questo motivo a partire dagli anni '90 si è rivelata fondamentale una misura del flusso dei neutrini da $^7Be$, che dimostrasse l'origine fisica dei problemi dei neutrini solari. In quest'ottica è stato progettato l'esperimento Borexino.

### 2.4.1 Le soluzioni astrofisiche

La ricerca della soluzione del $SNP$ si è inizialmente sviluppata su due fronti: quello astrofisico e quello particellare.

Per quanto riguarda l'approccio astrofisico, sono stati elaborati una serie di modelli solari, alternativi a quello standard, che permettessero di giustificare il deficit osservato sperimentalmente. Tipicamente tali modelli tendevano a ipotizzare che la temperatura centrale del Sole fosse più bassa ($14.8 \cdot 10^6$ $K$ invece che $15.7 \cdot 10^6$ $K$), in modo da modificare i tassi di interazione delle reazioni nella catena $p-p$, oppure attribuivano ad alcune delle reazioni nucleari delle due catene solari sezioni d'urto molto diverse da quelle comunemente usate, modificando così uno dei parametri da cui dipende la produzione di neutrini.

Tali modelli, però, si sono rivelati inconsistenti con alcune misure sperimentali di

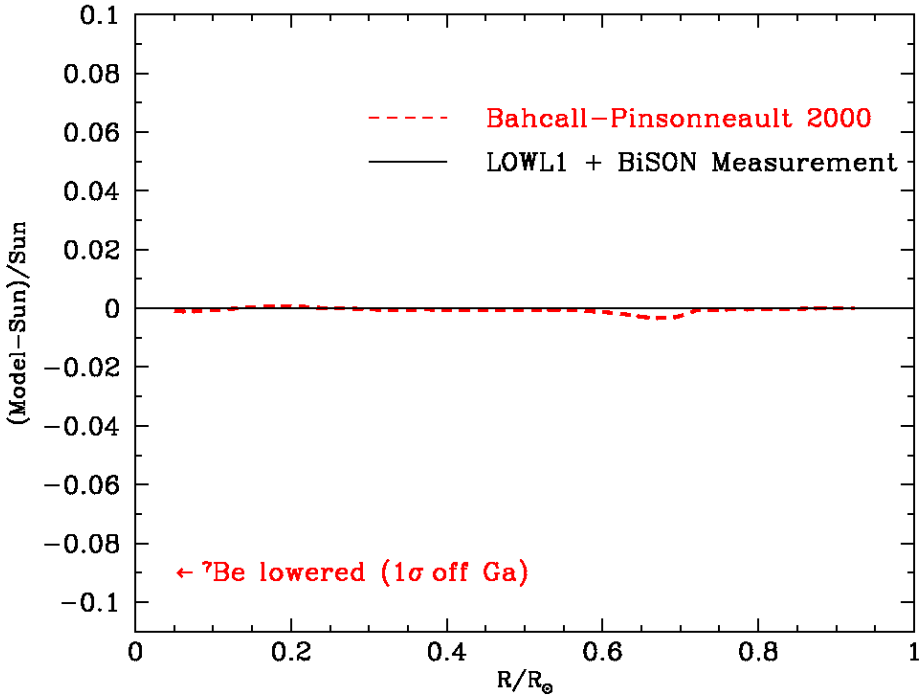



Figura 2.7: Confronto tra la velocità del suono prevista dallo SSM BP2000 e quella misurata sulla base dell'eliosismologia. La linea orizzontale a 0.0 rappresenta il caso ipotetico in cui velocità calcolate e misurate coincidano in ogni punto del Sole. La freccia indica la differenza tra i valori di $v_s$ calcolati dallo SSM e quelli misurati dall'eliosismologia, se la discrepanza tra le misure di neutrino solare fatte con gli esperimenti a Gallio fosse dovuta a un problema dello SSM [8].

*eliosismologia*, disciplina che studia la velocità di propagazione del suono nella materia solare. Lo SSM, invece, fornisce a riguardo valori compatibili con le misure eliosismologiche; infatti esso prevede che il quadrato della velocità del suono nel Sole sia proporzionale al rapporto fra la temperatura del mezzo attraversato e il peso molecolare medio:

$$v_s^2 \propto \frac{T}{\mu}$$

È chiaro che una misura di $v_s$ fornisce un importante controllo su uno dei parametri più critici dello SSM, ovvero $T$.
Come evidente dalla Figura 2.7, l'accordo tra i valori della velocità del suono calcolati dallo SSM e quelli misurati dall'eliosismologia tra 0.05 $R_\odot$ e 0.95 $R_\odot$ è ottimo [8]. A questo punto risultò chiaro che tali argomentazioni riguardo l'eliosismologia andavano ad aggiungersi a quelle elencate nel paragrafo precedente nell'indicare l'impossibilità di giustificare il deficit osservato dagli esperimenti modificando i pa-

rametri dello SSM, che cominciò ad essere considerato affidabile.
Come conseguenza, la soluzione del $SNP$ andava ricercata nella natura stessa dei neutrini: è a questo punto che comincia a farsi strada l'ipotesi delle *oscillazioni di neutrino*, ovvero la possibilità per il neutrino di cambiare il suo sapore durante la propagazione dal Sole alla Terra.
A conferma di ciò sono arrivati nel 2001 i risultati dell'esperimento SNO.

## 2.5 SNO: la svolta

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) è un rivelatore Čerenkov ad acqua situato ad una profondità di 6010 $m$ nella miniera di Creighton, nel Sudbury (Ontario, Canada) [22]. È costituito (vedi Figura 2.8) da 1000 $t$ di acqua pesante ($D_2O$), contenuta in una sfera di acrilico di 12 $m$ di diametro. I fotoni Čerenkov prodotti nell'acqua pesante sono rivelati da 9456 fotomoltiplicatori montati su una sfera di acciaio inossidabile di 17.8 $m$ di diametro; quest'ultima è immersa in acqua leggera ultrapura che funge da schermo contro la radioattività. Il fondo radiattivo pone, comunque, la soglia energetica a 5 $MeV$; SNO risulta quindi sensibile solo ai neutrini del $^8B$.

L'originalità di SNO sta nel tipo di interazione accessibili ai neutrini:

| | |
|---|---|
| CORRENTE CARICA (CC) | $\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$ |
| CORRENTE NEUTRA (NC) | $\nu_x + D \rightarrow \nu_x + p + n$ |
| SCATTERIG ELASTICO (ES) | $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ |

Infatti risulta evidente che la reazione a corrente carica è accessibile ai soli $\nu_e$, lo scattering elastico a tutti i sapori di neutrino, con il solito discorso riguardo le diverse sezioni d'urto, ma la novità è rappresentata dalla reazione a corrente neutra che risulta accessibile a tutti i sapori di neutrino con la *stessa sezione d'urto*. Questo fatto permette di misurare il flusso totale di neutrini dal Sole *indipendentemente dal sapore*, con la possibilità di ossevare simultaneamente la "scomparsa" dei neutrini elettronici.
L'osservazione delle interazioni CC ed ES avviene tramite la rivelazione della luce Čerenkov prodotta dall'elettrone, mentre nel caso di interazione NC viene rivelato il $\gamma$ di diseccitazione (che fa scattering Compton) che segue la cattura neutronica. In una prima fase il neutrone veniva catturato direttamente dal deuterio con emissione di un $\gamma$ di 6.25 $MeV$. Successivamente è stato aggiunto nel rivelatore sale ultrapuro ($NaCl$) per migliorare l'efficienza di rivelazione dei neutroni, dato che la sezione d'urto di cattura neutronica su $^{35}Cl$ è maggiore e che il fotone di diseccitazione ha energia più alta (8.6 $MeV$) [23].[8]

[8] Con la terza fase (a partire dal 2004) si è proceduto all'inserimento di contatori proporzionali a $^3He$ e $^4He$ all'interno del volume di $D_2O$; in questo modo la cattura neutronica nei contatori permette di determinare il rate di NC evento per evento, in maniera *completamente disaccoppiata* dalla rivelazione dei segnali da CC ed ES da parte dei fotomoltiplicatori.

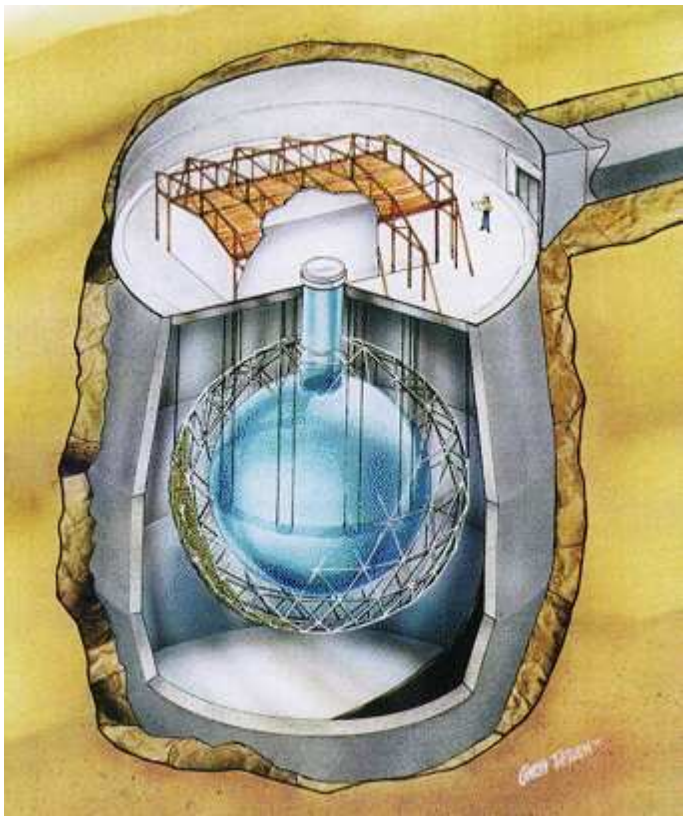


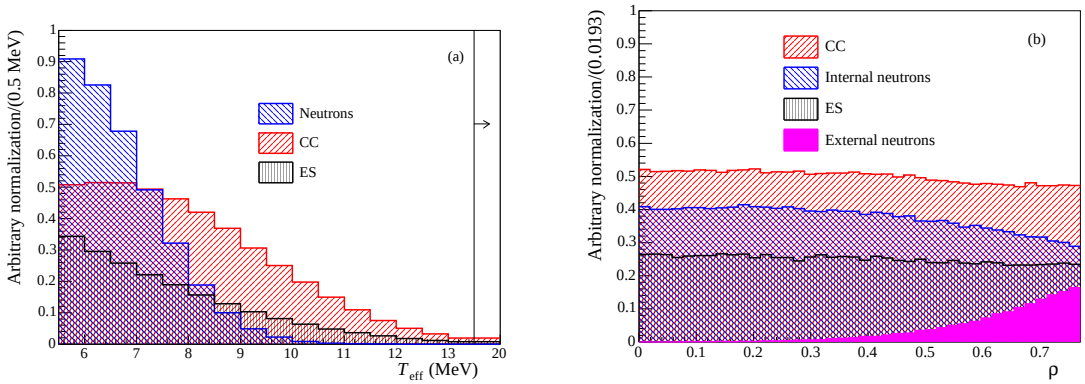
Figura 2.8: Schema dell'apparato sperimentale del rivelatore $SNO$.

Tutti gli eventi presentano quindi la stessa segnatura (anello Čerenkov dell'elettrone).
La discriminazione tra i vari tipi di reazione avviene in fase di analisi, attraverso lo studio delle distribuzioni di alcune variabili cinematiche:

1) l'energia cinetica dell'elettrone, $T_{eff}$: gli eventi di NC vedono l'energia dovuta allo scattering Compton di fotoni di energia totale di 8.6 $MeV$ e hanno quindi un'energia inferiore rispetto alle interazioni di CC o ES, che, invece, campionano l'energia del neutrino entrante (lo spettro dei neutrini da $^8B$ arriva fino a circa 20 $MeV$);

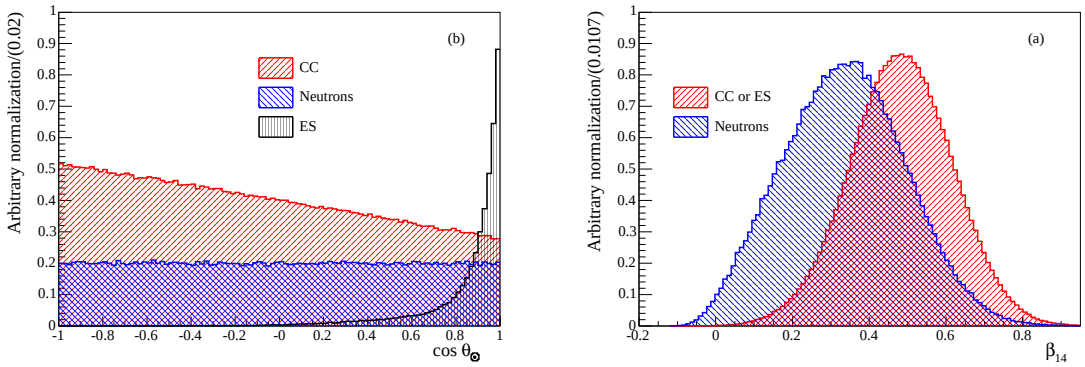
2) il raggio del vertice dell'evento ricostruito $\rho = (R/R_{AV})^3$, dove $R_{AV}$ è il raggio del vessel di acrilico: gli eventi hanno una distribuzione uniforme in questa variabile, anche se nel caso di eventi di NC si hanno problemi di contenimento dei neutroni in prossimità del bordo;

3) il coseno dell'angolo tra la direzione dell'evento ricostruito e il vettore Sole-Terra, $\cos\theta_\odot$; gli elettroni da ES sono diretti come i neutrini incidenti, gli




(a) (b)

Figura 2.9: (a) simulazione Monte Carlo della distribuzione in energia degli elettroni Čerenkov per le diverse interazioni possibili in SNO: CC, NC (Neutrons in Figura), ES. (b) simulazione Monte Carlo della distribuzione del raggio del vertice dell'evento ricostruito [23, 24].




(a) (b)

Figura 2.10: (a) simulazione Monte Carlo della distribuzione del $\cos\theta_\odot$ che indica la direzione di movimento dell'elettrone. (b) simulazione Monte Carlo della distribuzione del parametro $\beta_{14}$ che indica l'anisotropia della distribuzione della luce Čerenkov [23, 24].

elettroni da NC hanno distribuzione uniforme in direzione, mentre la direzione degli elettroni da CC è anticorrelata a quella del neutrino incidente[9];

4) un parametro che indica l'anisotropia della luce nell'evento, $\beta_{14}$, calcolato in base alla distribuzione angolare dei fotoni osservati; l'anisotropia sarà minore per eventi con molti anelli di luce Čerenkov (multipli fotoni da interazioni di

[9] La sezione d'urto per questo tipo di reazione segue, in effetti, l'andamento: $(1 - \frac{1}{3}\cos\theta_\odot)$ [25].

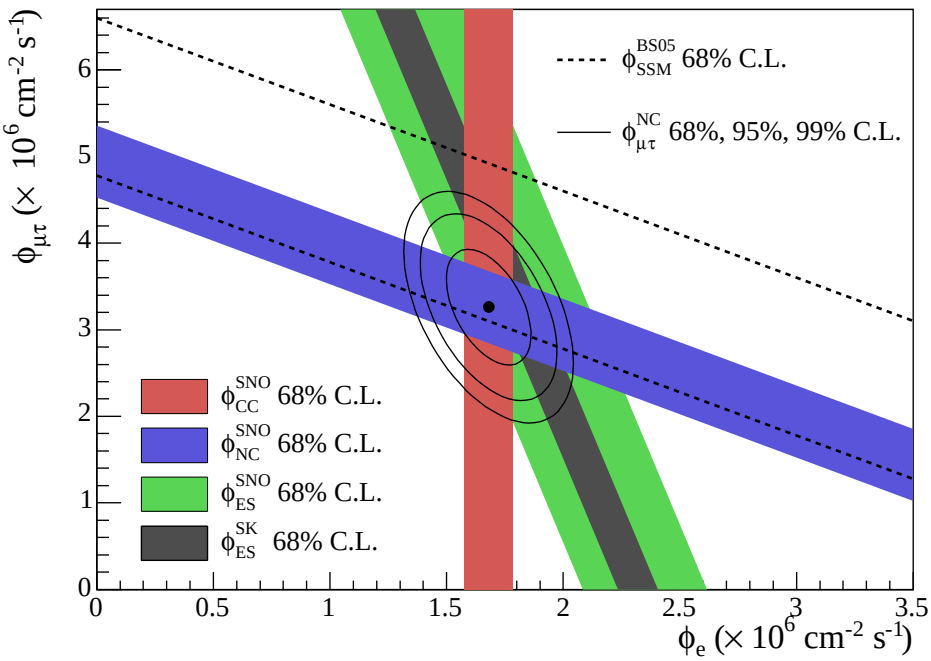



Figura 2.11: Flusso dei neutrini muonici e tauonici in funzione del flusso di neutrini elettronici da $^8B$ misurati da SNO. Le bande colorate indicano la misure di flusso per i vari tipi di interazione: CC, NC ed ES. Le linee tratteggiate mostrano il flusso previsto dallo SSM per il $^8B$, che risulta parallelo alla banda delle misure di NC e compatibile con essa. La banda grigia parallela alle misure di ES corrisponde ai risultati di SuperKamiokande per lo scattering elastico. Il *best fit* è ottenuto considerando solo i risultati di SNO.

NC), mentre sarà maggiore per eventi con un singolo anello di luce (interazioni di CC ed ES).

Nelle Figure 2.9 e 2.10 sono mostrate le funzioni di densità di probabilità costruite con simulazioni Monte Carlo, usate per il riconoscimento del segnale di neutrino, per le variabili sopra elencate.

L'interpretazione dei risultati avviene attraverso la separazione del flusso in due componenti:

1. flusso dei $\nu_e$ che interagiscono per CC:

$$\Phi_{CC} = \Phi_{\nu_e};$$

2. flusso di altri neutrini attivi ($\nu_\mu$ e $\nu_\tau$) che interagiscono solo per NC:

$$\Phi_{NC} = \Phi_{\nu_e} + \Phi_{\nu_{\mu,\tau}}.$$

Invece, lo scattering elastico è accessibile a tutti i tipi di neutrino, ma con peso diverso (vedi Eq. 2.3):

$$\Phi_{ES} = \Phi_{\nu_e} + 0.15\Phi_{\nu_{\mu,\tau}}$$

I risultati della seconda fase di SNO dopo 391 giorni di presa dati danno [23, 24]:

$$\begin{aligned}
\Phi_{CC}(\nu_e) &= (1.68 \pm 0.06[stat]\ ^{+0.08}_{-0.09}[sist] \cdot 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1}, \\
\Phi_{ES}(\nu_x) &= (2.35 \pm 0.22[stat]\ ^{+0.15}_{-0.15}[sist] \cdot 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1}, \\
\Phi_{NC}(\nu_x) &= (4.94 \pm 0.21[stat]\ ^{+0.38}_{-0.34}[sist] \cdot 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1}.
\end{aligned}$$

In Figura 2.11 è riassunta la composizione in sapore dei neutrini da $^8B$ misurati da SNO. Si trova che il numero di eventi di NC è compatibile con quello previsto dallo SSM, mentre il numero di eventi CC risulta circa $\frac{1}{3}$ di quello atteso.
Il punto del *best fit* indica, quindi, che nel tragitto Sole-Terra, si assiste ad una conversione di circa il 60% di neutrini elettronici in neutrini di sapore muonico o tauonico.

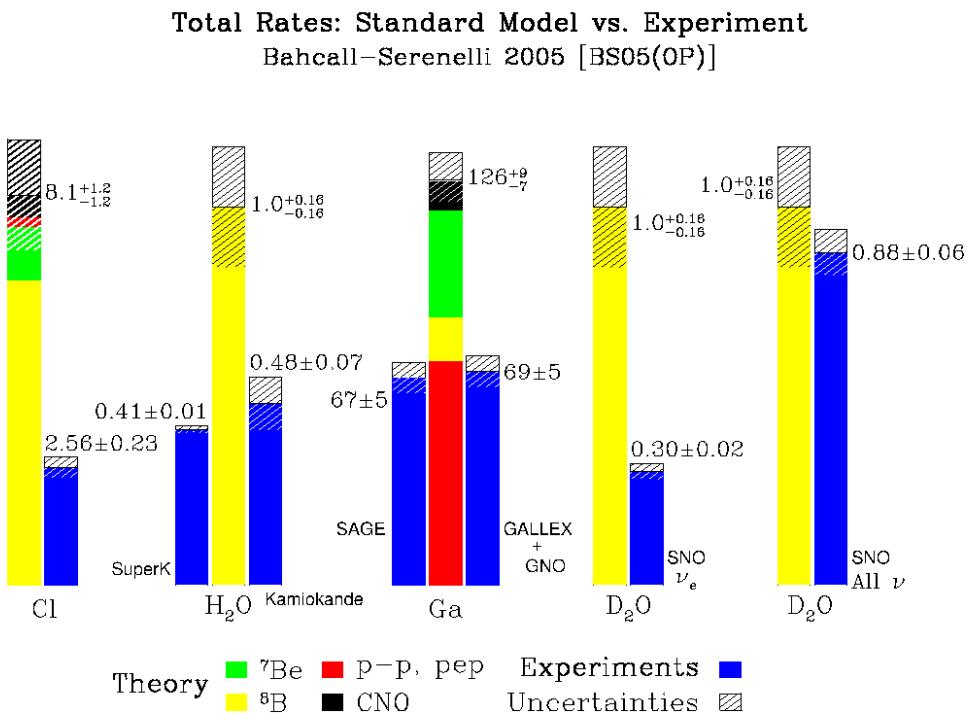



Figura 2.12: Confronto tra conteggi di neutrini calcolati e osservati nel 2005.

Questo ha permesso di reinterpretare i risultati degli esperimenti precedenti a SNO,

dato che gli esperimenti radiochimici sono sensibili solo ai neutrini elettronici e gli esperimenti Čerenkov ad acqua sono sensibili a tutti i sapori di neutrino ma non sono in grado di distinguerli, per cui non possono vedere la conversione $\nu_e - \nu_x$; da ciò segue il deficit osservato.
In Figura 2.12 sono riassunti i confronti fra i flussi attesi e le misure sperimentali raccolte fino al 2005.

In definitiva, quindi, solo SNO, attraverso lo studio di reazioni sensibili a tutti i sapori di neutrino con la stessa sezione d'urto, ha ottenuto un risultato in buon accordo con le previsioni teoriche. Ha verificato quindi l'ipotesi di oscillazione lungo il percorso Sole-Terra. Il fenomeno delle oscillazioni (vedi Capitolo 3) è ora la soluzione più accreditata per il problema del neutrino solare.

# Capitolo 3

# Le oscillazioni di neutrino

L'idea di base nelle oscillazioni dei neutrini si può spiegare grazie alla sua analogia col fenomeno di precessione di spin in un campo magnetico trasverso. Consideriamo un fascio di particelle a spin $\frac{1}{2}$ con spin polarizzati come $+z$. Il fascio attraversi una regione in cui ci sia un campo magnetico nella direzione $y$. Gli spin "up" non sono autostati in questo campo magnetico: per questo si assiste al fenomeno della precessione. Osservando il fascio dopo che abbia percorso una certa distanza, si trova che esso risulta come sovrapposizione di spin "up" e "down". Quindi all'istante iniziale siamo in presenza di un fascio con spin "up", ma dopo una certa distanza, la probabilità di trovare spin "up" nel fascio è minore di uno: c'è un deficit di spin "up".
Le oscillazioni dei neutrini spiegano il deficit di $\nu_e$ solari in modo analogo, ovvero postulando che gli stati che sono creati o rivelati non siano autostati di propagazione.

In questo capitolo verranno descritti i meccanismi di oscillazione dei neutrini nel vuoto e nella materia, dopo aver brevemente accennato al problema dell'identificazione del neutrino come particella di Dirac o di Majorana e alla misura delle masse dei neutrini. Infine, saranno mostrati i più recenti risultati sperimentali sui parametri di oscillazione dei neutrini.

## 3.1 Neutrino di Dirac e neutrino di Majorana

Nel *Modello Standard delle Interazioni Elettrodeboli (SM)* il neutrino è considerato come un leptone neutro, stabile, di spin $\frac{1}{2}$ e massa nulla; esso forma, col leptone carico corrispondente, un doppietto di Isospin Debole[1].
Ricordiamo che le interazioni deboli sono del tipo $V-A$ (Vettoriale-Assiale), ovvero coinvolgono correnti del tipo:

$$J^\mu = 2\,\overline{\psi}\,\gamma^\mu\,\frac{1-\gamma^5}{2}\,\psi \;=\; 4\,\overline{\psi}_L\,\gamma^\mu\,\psi_L;$$

[1]Per maggiori dettagli sugli argomenti trattati in questo capitolo vedere [26].

per l'ultimo passaggio, abbiamo considerato il fattore $\frac{1-\gamma^5}{2}$ come *operatore di proiezione chirale*:

$$\frac{1-\gamma^5}{2}\,\psi = \Pi^-\,\psi \;=\; \chi_L$$

dove:

$$\psi = \begin{pmatrix}\chi_R\\ \chi_L\end{pmatrix}$$

Quindi le interazioni deboli coinvogono solo 2 delle 4 componenti dello spinore di Dirac, ovvero le due componenti che costituiscono lo spinore chirale $\chi_L$.
Così l'equazione di Dirac per un fermione:

$$(i\partial^\mu\gamma_\mu - m_D)\psi = 0 \tag{3.1}$$

si può disaccoppiare nelle equazioni:

$$\begin{aligned} i(\partial^0 - \overline{\sigma}\cdot\overline{\nabla})\chi_L &= m_D\chi_R \\ i(\partial^0 + \overline{\sigma}\cdot\overline{\nabla})\chi_R &= m_D\chi_L \end{aligned} \tag{3.2}$$

che, nel caso il fermione abbia massa nulla, si riducono a:

$$(\partial^0 - \overline{\sigma}\cdot\overline{\nabla})\chi_L = 0 \tag{3.3}$$

nota come *equazione di Weyl*.
Considerando quest'equazione in 4 componenti, chiamando $\Sigma$ l'operatore di spin e $\nu_L$ lo spinore, si arriva con qualche passaggio all'espressione:

$$\frac{\overline{\Sigma}\cdot\overline{p}}{|\overline{p}|}\,\nu_L^h(x,p) \;=\; -\nu_L^h(x,p) \tag{3.4}$$

che è la definizione di *elicità*; la 3.4 ci dice che un neutrino *left handed* ha elicità $h = -1$.
Nel caso di particella a massa nulla, l'elicità è un'invariante di Lorentz[2]; questo la rende un buon numero quantico.
Inoltre, nel caso di un fermione a massa nulla, elicità e chiralità (autovalore della $\gamma^5$) coincidono; quindi, se $m_\nu = 0$, il neutrino esisterà solo nella forma $\nu_L$, mentre l'antineutrino esisterà solo nella forma $\overline{\nu}_R$.[3]

Il discorso fatto finora vale, dunque, se il neutrino ha massa nulla. Ma se $m_\nu \neq 0$, il neutrino si presta a due possibili descrizioni: come neutrino di Dirac o come neutrino di Majorana.
La **condizione di Majorana** è che la particella coincida col suo coniugato di carica,

[2]Se la particella ha massa nulla, viaggia alla velocità della luce e non esiste quindi un boost di Lorentz che permetta di "ribaltare" l'elicità (ovvero non esiste un sistema di riferimento in cui $\overline{p}$ appaia come $-\overline{p}$).

[3]Ricordiamo che l'operatore di coniugazione di carica inverte anche la chiralità.

ovvero che $\nu = \nu^c$ $(= \overline{\nu})$.
Ricordando come agisce l'operatore di coniugazione di carica, possiamo scrivere:

$$\nu = \begin{pmatrix} \chi_R \\ \chi_L \end{pmatrix}, \qquad \overline{\nu} = \begin{pmatrix} -i\sigma_2\chi_L^* \\ i\sigma_2\chi_R^* \end{pmatrix},$$

dove $\sigma_2$ è la matrice di Pauli:

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$$

Dalla condizione di Majorana segue che:

$$\chi_R = -i\sigma_2\chi_L^*,$$

$$\chi_L = i\sigma_2\chi_R^*$$

e sostituendo nelle Eq. 3.2, troviamo che le due equazioni, distinte nel caso di neutrino di Dirac, confluiscono in un'unica equazione nel caso di neutrino di Majorana, nota come *equazione di Majorana*:

$$(\partial^0 - \overline{\sigma} \cdot \overline{\nabla})\chi_L = -m_M\sigma_2\chi_L^*. \tag{3.5}$$

È chiaro quindi che nel caso il neutrino abbia massa, esso potrà essere:

- un **neutrino di Dirac**, che esiste in 4 stati distinti: $\nu_L$, $\nu_R$, $\overline{\nu}_L$ e $\overline{\nu}_R$;
- un **neutrino di Majorana**, che ha 2 soli stati possibili: $\nu_L$ e $\nu_R$.

Dato che nello SM si ha una separazione netta tra fermioni *left handed* e *right handed*, il termine di massa di Majorana viene distinto in $m_M^L$ e $m_M^R$; tali termini di massa mescolano stati di particella con stati di antiparticella che risultano, quindi, indistinguibili.
In generale, per neutrini massivi, sono possibili entrambi i termini di massa: $m_D$ ed $m_M$. Scrivendo in forma matriciale il termine di massa che compare nella lagrangiana, si ottiene:

$$L_{massa} = -\frac{1}{4}(\overline{\psi}_R^M, \overline{\psi}_L^M, \overline{\psi}_R^D, \overline{\psi}_L^D) \begin{pmatrix} m_M^R & m_D & 0 & 0 \\ m_D & m_M^L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -m_M^R & -m_D \\ 0 & 0 & -m_D & m_M^L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^M \\ \psi_L^M \\ \psi_R^D \\ \psi_L^D \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

dove le due componenti superiori dello spinore sono le componenti di Majorana (autostati di $C$):

$$\psi_R^M = \psi_R + (\psi^c)_R, \qquad \psi_L^M = \psi_L + (\psi^c)_L$$

mentre le due componenti inferiori sono le differenze degli stessi campi.

Le osservazioni sperimentali sono state in grado di fornire solo limiti superiori alle masse dei neutrini, evidenziando, comunque, quanto queste debbano essere piccole rispetto alle rispettive masse dei leptoni carichi della stessa generazione.
Attualmente il meccanismo più naturale per spiegare tale differenze di masse è il cosiddetto **meccanismo see-saw**, secondo il quale si avrebbe la seguente assegnazione delle masse:

1. l'autostato di neutrino più leggero è quasi il $\chi_L$ che avrebbe massa molto più piccola di quella degli altri fermioni:

$$m_\nu \simeq \frac{m_f^2}{M_{GUT}}$$

2. l'altro autostato è quasi il $\chi_R$ che ha una massa molto maggiore:

$$m_\nu \simeq M_{GUT}$$

dove $M_{GUT}$ è la scala di energia caratteristice della *Teoria di Grande Unificazione (GUT)*: $M_{GUT} = 10^{15}\ GeV$. Questo spiegherebbe perchè alle ordinarie scale di energie il $\nu_R$ non è osservato e perchè il neutrino osservabile $\nu_L$ abbia massa non superiore a frazioni di $eV$.

Risulta quindi evidente che una ricerca sperimentale volta alla determinazione dell'ordine di grandezza delle masse dei neutrini è molto importante per verificare nuove teorie sulla struttura delle interazioni fondamentali. Non esistono ad oggi determinazioni sperimentali delle masse dei neutrini, ma solo limiti superiori, di cui parleremo brevemente nel prossimo paragrafo.

### 3.1.1 Limiti sperimentali per le masse dei neutrini

Attualmente sono tre gli ambiti di ricerca da cui si possono derivare limiti superiori alle masse dei neutrini:

- misure del **decadimento** $\beta$;

- misure del **doppio decadimento** $\beta$ con 2 neutrini ($\beta\beta 2\nu$) e senza neutrini ($\beta\beta 0\nu$);

- limiti derivanti dagli studi **cosmologici**.

## Limiti a $m_{\nu_e}$ da decadimento $\beta$

Il modo più diretto per misurare la massa dei neutrini è osservare il processo che per primo ha evidenziato l'esistenza stessa dei neutrini, ovvero il *decadimento* $\beta$:

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^- + \overline{\nu}_e. $$

Se il neutrino ha massa non nulla, lo spettro di energia del decadimento $\beta$ dovrebbe mostrare una distorsione vicino all'*end-point*. Dato il piccolo valore atteso per la massa del neutrino, l'ideale è considerare il decadimento $\beta$ di nuclei con basso $Q$ valore. Buon candidato a questo scopo è il *Trizio* che ha $Q = 18.6\ keV$.
I limiti superiori ottenuti da due esperimenti indipendenti sono:

$$ m_\beta < 2.2\ eV \qquad (Mainz\ [27]), \tag{3.7} $$

$$ m_\beta < 2.1\ eV \qquad (Troitsk\ [28]). \tag{3.8} $$

## Limiti a $m_{\nu_e}$ da decadimento doppio $\beta$ $0\nu$

Gli esperimenti sul doppio decadimento $\beta$ [29] permettono non solo di misurare un limite superiore alla massa del $\nu_e$, ma anche di stabilire se il neutrino sia una particella di Dirac o di Majorana. Infatti, se il neutrino è una particella di **Dirac**, l'unica reazione possibile per il doppio decadimento $\beta$ risulta essere:

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+2}X + 2e^- + 2\overline{\nu}_e \qquad (\beta\beta 2\nu), $$

mentre, nel caso di **neutrino di Majorana**, dato che particella e antiparticella coincidono, si può avere anche il processo *senza emissione di neutrini* nello stato finale:

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+2}X + 2e^- \qquad (\beta\beta 0\nu). $$

Trattandosi di processi di secondo ordine, gli isotopi coinvolti[4] hanno vita media molto lunga [29]:

- dell'ordine di $10^{19}$ $y$ nel caso di decadimento $\beta\beta 2\nu$;
- $> 10^{25}$ $y$ nel caso di decadimento $\beta\beta 0\nu$, in base agli attuali risultati sperimentali[5].

Nella maggior parte dei casi i due processi saranno in competizione, ma possono essere distinti studiando la forma dello spettro dei due elettroni nello stato finale: nel decadimento $\beta\beta 2\nu$ lo spettro della somma delle energie degli $e^-$ è continuo, mentre nel caso di decadimento $\beta\beta 0\nu$ è una riga esattamente sull'end-point. Inoltre, in

[4] Per citarne alcuni: ${}^{48}Ca$, ${}^{76}Ge$, ${}^{100}Mo$, ${}^{130}Te$, ${}^{136}Xe$.

[5] I futuri esperimenti sul $\beta\beta 0\nu$ prevedono di raggiundere sensibilità sulla $T^{0\nu}_{1/2}$ di $10^{26} - 10^{28}$ $y$ [29].

questo secondo caso, il $\nu_e$ sarà dato dalla sovrapposizione di diversi stati di Majorana con masse diverse:

$$\nu_e = \sum_i^3 U_{e,i}\nu_i$$

dove $U_{e,i}$ sono gli elementi della matrice di mixing dei neutrini (vedi Eq. 3.13). Siccome i $\nu_i$ sono gli stati fisici che si propagano, bisogna sommare gli elementi di matrice per ciascuno di essi. Ognuno di questi contribuisce con un fattore proporzionale alla propria massa ed il processo avviene come se fosse mediato da una "massa media", data da:

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \Big| \sum_i^3 U_{e,i}^2 m_i \Big| \tag{3.9}$$

Per stimare la qualità di un esperimento si può cercare di dare il limite di $\langle m_\nu \rangle$ esplorabile, in funzione del campione e del tempo di analisi; si trova che:

$$\langle m_{\nu_e} \rangle \sim \left[ \frac{b\ \Delta E}{M\ T} \right]^{\frac{1}{4}}$$

dove $b$ è il numero di conteggi di fondo in $kg^{-1}\ y^{-1}\ keV^{-1}$, $\Delta E$ è la finestra energetica per il decadimento $\beta\beta 0\nu$, $M$ è la massa dell'isotopo in $kg$ e $T$ è il tempo di esposizione in $y$.
Molti esperimenti si sono occupati del decadimento doppio $\beta$ utilizzando diversi isotopi; ciascuno di essi ha ottenuto limiti superiori alla massa del $\nu_e$ dell'ordine di qualche $eV$. Uno dei limiti migliori è quello ottenuto dall'esperimento *Heidelberg-Moscow* con $^{76}Ge$:

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.33 \div 1.35)\ eV \qquad (90\%\ C.L.) \tag{3.10}$$

Notiamo che ad oggi il decadimento $\beta\beta 0\nu$ non è ancora stato osservato.

## Limiti cosmologici a $m_{\nu_e}$

Alcune proprietà fondamentali dei neutrini si possono ricavare da misure astrofisiche e cosmologiche. Nei primi istanti di vita del nostro Universo sono stati prodotti molti neutrini; se essi avessero una massa non trascurabile, potrebbero dare un contributo non banale alla densità totale di energia, sia durante la fase dominata dalla radiazione che durante la fase dominata dalla materia.
Il contributo dei neutrini alla densità di energia dell'Universo è dato da:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i^3 m_i}{94\ eV} = \frac{\Sigma}{94\ eV}$$

Combinando i dati che si ottengono dalla Radiazione Cosmica di Fondo ($CMB$) e

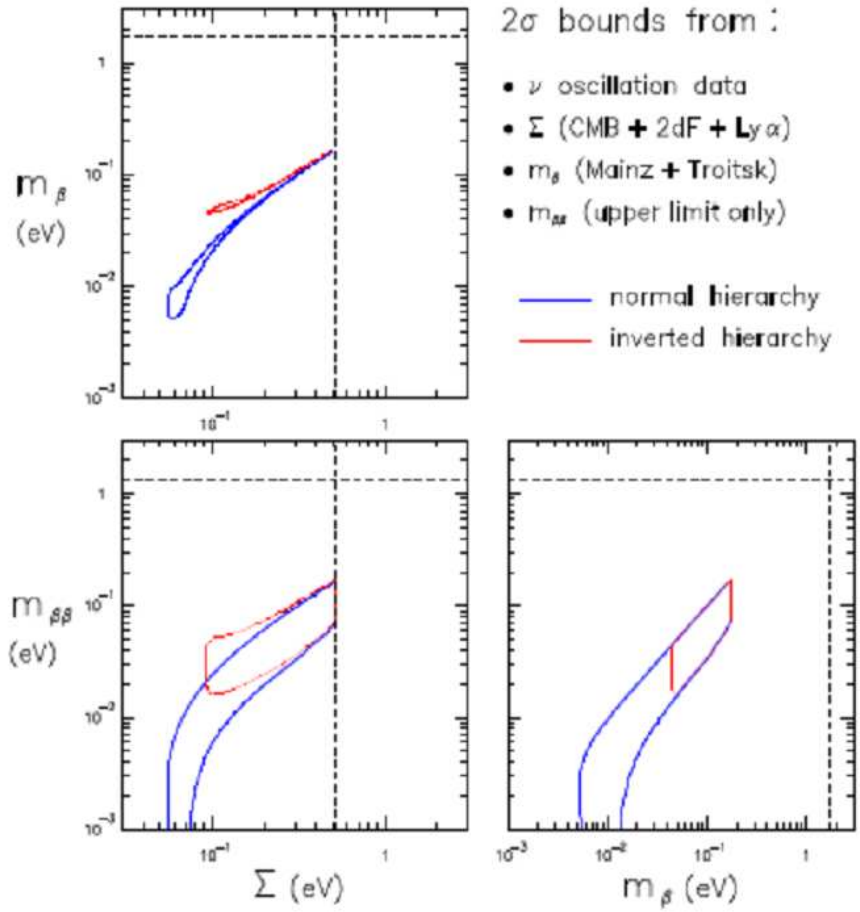



Figura 3.1: Analisi globale nello spazio $(m_\beta,\ m_{\beta\beta}, \Sigma)$ usando i dati su: oscillazioni di neutrino, dacadimento $\beta$, decadimento doppio $\beta$, misure cosmologiche-astrofisiche.

altri dati da misure su strutture a larga scala, si ottiene come limite superiore [30]:

$$\Sigma < 0.47\ eV \tag{3.11}$$

dove $h = 0.72 \pm 0.05$ e $\Omega_\nu$ è la densità relativa di neutrini $\rho_\nu/\rho_c$, con $\rho_c = 1.1 \cdot 10^4\ h^2\ eV\ cm^{-3}$. [6]

In Figura 3.1 sono mostrate le proiezioni bidimensionali delle regioni permesse nello spazio dei parametri $(m_\beta,\ m_{\beta\beta}, \Sigma)$ che mostrano chiaramente l'impatto relativo di ciascun set di dati nella definizione delle regioni permesse.

[6]Ricordiamo che $\rho_c$ è la densità critica dell'Universo; se $\rho_{tot} < \rho_c$ la geometria dell'Universo si dice *iperbolica* o *aperta* , per cui l'Universo si espande indefinitamente; se $\rho_{tot} = \rho_c$ si parla di geometria *piatta* e l'Universo decelera; infine, se $\rho_{tot} > \rho_c$ la geometria dell'Universo si dice *sferica* o *chiusa* ed esso è destinato a collassare.

### Limiti alle masse di $\nu_\mu$ e $\nu_\tau$

Per la determinazione dei limiti superiori alla $m_{\nu_\mu}$ si sfrutta il decadimento del pione:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad (B.R. \simeq 100\%)$$

Gli attuali limiti si basano sui risultati dell'esperimento realizzato al Paul Scherre Insitute (Svizzera): un fascio di protoni veniva fatto collidere su un bersaglio di grafite producendo $\pi^+$ che decadevano poi in $\mu^+ + \nu_\mu$. Il limite superiore misurato per la massa del neutrino muonico è [31]:

$$m_{\nu_\mu} \leq 170\ keV \qquad (90\%\ C.L.)$$

Infine il limite superiore alla massa del $\nu_\tau$ si ricava dallo studio del decadimento del leptone $\tau$:

$$\tau^- \longrightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau \qquad (B.R. \simeq 10^{-3})$$

$$\tau^- \longrightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau \qquad (B.R. \simeq 10^{-3})$$

Questo decadimento è stato studiato dall'esperimento ALEPH (al CERN) nel periodo 1991-1995; combinadno i risultati dei decadimenti a 3 e 5 pioni, si è trovato [32]:

$$m_{\nu_\tau} \leq 18.2\ MeV \qquad (95\%\ C.L.)$$

## 3.2 Le oscillazioni di sapore

Assumendo che i neutrini abbiano massa non nulla, si deve avere nel settore leptonico la stessa situazione che si ha in quello adronico con la matrice $CKM$. Nel caso leptonico, la *matrice di mixing* sarà data da:

$$U = V_l V_\nu^\dagger \tag{3.12}$$

dove le matrici $V_l$ e $V_\nu^\dagger$ sono le matrici che diagonalizzano rispettivamente i leptoni e i neutrini corrispondenti. Come nel caso adronico, l'esistenza di una matrice di mixing implica la non conservazione dei numeri leptonici di sapore separatamente, ma solo del numero leptonico totale, $L$.

Siano $\nu_1$, $\nu_2$ e $\nu_3$ gli *autostati di massa* (o *fisici*) con valori di massa ripettivamente $m_1$, $m_2$ ed $m_3$; gli *stati di sapore* $\nu_e$, $\nu_\mu$ e $\nu_\tau$ che partecipano alle interazioni deboli saranno dati da:

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{li}|\nu_i\rangle$$

dove $l = e,\ \mu,\ \tau$. Viceversa gli autostati di massa si possono esprimere come:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{l=e,\nu,\mu} U^*_{li}|\nu_i\rangle$$

In uno schema a tre sapori, la matrice di mixing è chiamata **matrice di Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP)**, dal nome dei fisici che per primi la studiarono, e viene parametrizzata come il prodotto di tre rotazioni:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & e^{i\delta}\cos\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta}\sin\theta_{13} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.13}$$

dove gli angoli $\theta_{ij}$ sono detti *angoli di mixing*, mentre $\delta$ è detta *fase di Dirac* (ed è legata a fenomeni di violazione di CP nel settore leptonico) [7]; la matrice $U$ risulta essere unitaria ($UU^\dagger = I$, dove $I$ è la matrice identità), dato che gli stati di sapore e di massa sono ortonormali.

Il significato degli angoli di mixing è il seguente:

- l'angolo $\theta_{13}$ indica quanta parte di $\nu_e$ è contenuto in $\nu_3$ ($\sin^2\theta_{13}$) e quanto invece deve essere diviso fra $\nu_1$ e $\nu_2$ ($\cos^2\theta_{13}$);
- l'angolo $\theta_{12}$ indica quanta parte di $\nu_e$ che non è contenuto in $\nu_3$ deve essere diviso fra $\nu_1$ ($\cos^2\theta_{12}$) e $\nu_2$ ($\sin^2\theta_{12}$);
- infine, l'angolo $\theta_{23}$ indica quanta parte di sapore non elettronico si divide fra $\nu_\mu$ ($\cos^2\theta_{23}$) e $\nu_\tau$ ($\sin^2\theta_{23}$).

Anche se lo studio completo delle oscillazioni includerebbe oscillazioni a tre sapori, ci sono situazioni pratiche in cui ci si può restringere al caso a due sapori.
Il caso dei neutrini solari rientra in una di queste situazioni semplificate; infatti, l'attuale limite sperimentale, ottenuto combinando i risultati dell'esperimento a reattore CHOOZ, degli esperimenti sui neutrini atmosferici e degli esperimenti Long Base Line (K2K in Giappone e MINOS negli USA) per $\sin^2\theta_{13}$ risulta essere [33]:

$$\sin^2\theta_{13} < 0.028 \qquad 90\%\ C.L.$$

Questo ci dice che la quantità di $\nu_e$ contenuta in $\nu_3$ è molto limitata e ci permette di disaccoppiare il problema delle oscillazioni a tre sapori come segue:

[7] Nel caso di neutrino di Majorana, compare anche una quarta matrice:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & {}^{i\phi_3} \end{pmatrix}$$

che contiene le cosiddette *fasi di Majorana* $\phi_1$ e $\phi_2$, che per semplicità trascuriamo, dato che tali fasi non risultano misurabili in esperimenti di oscillazione.

- oscillazioni a due sapori $\nu_e - \nu_\mu$, che è il caso dei neutrini solari (ricordiamo che nel Sole vengono prodotti solo $\nu_e$) e da reattore;
- oscillazioni a due sapori $\nu_\mu - \nu_\tau$, che è il caso dei neutrini da acceleratore e atmosferici; infatti, i neutrini atmosferici sono prevalentemente $\nu_\mu$ e $\bar{\nu_\mu}$, prodotti dal decadimento dei $\pi^+$ e $\pi^-$ (raggi cosmici secondari) in alta atmosfera (circa 20 $km$ da livello del mare).

Di seguito studieremo quindi le oscillazioni di neutrini solari nel caso "a due sapori".

### 3.2.1 Oscillazioni nel vuoto nel caso a due sapori

In primo luogo[8], per non appesantire la trattazione, introduciamo la notazione sempificata:

$$\nu_l = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \qquad \nu_i = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix},$$

da cui:

$$\nu_l = U\nu_i \tag{3.14}$$

Studiamo ora l'evoluzione temporale di un fascio di neutrini che, in generale, è una sovrapposizione di $\nu_e$ e $\nu_\mu$, o in alternativa, di $\nu_1$ e $\nu_2$. L'equazione di evoluzione appare particolarmente semplice nella base dei $\nu_i$:

$$i\frac{d}{dt}\nu_i(t) = H\nu_i(t) \tag{3.15}$$

dove $H$ è l'Hamiltoniana che è diagonale in questa base:

$$H = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \tag{3.16}$$

dove $E_1$ ed $E_2$ sono gli autovalori di energia rispettivamente dell'autostato di massa minore e maggiore.
Trattando il problema dei neutrini solari, consideriamo neutrini con energia intorno al $MeV$. Ricordando i limiti superiori per le masse di $\nu_e$ e $\nu_\mu$ (Paragrafo 3.1.1):

$$m_{\nu_e} < 2.2\ eV,\ m_{\nu_\mu} < 170\ keV.$$

possiamo assumere che $m_{\nu_i} \ll E_i$ per $i = 1,\ 2$. In questo caso (ultrarelativistico), possiamo scrivere:

$$E_\alpha = \sqrt{\overline{p}^2 + m_i^2} \simeq |\overline{p}| + \frac{m_i^2}{2|\overline{p}|}. \tag{3.17}$$

Per lo stesso motivo, possiamo usare $x$, ovvero la distanza percorsa dal neutrino, al posto del tempo $t$, come variabile indipendente:

$$i\frac{d}{dx}\nu_i(x) = H\nu_i(x) \tag{3.18}$$

[8]Per una trattazione dettagliata delle oscillazioni dei neutrini solari vedere [34].

Per i nostri scopi, è meglio scrivere l'equazione di evoluzione nella base dei sapori. Usando la (3.14) e ricordando che:

$$\nu_i = U^\dagger \nu_l \tag{3.19}$$

otteniamo:

$$i\frac{d}{dx}(U^\dagger \nu_l(x)) = HU^\dagger \nu_l(x). \tag{3.20}$$

Quindi l'equazione di moto per gli stati di flavor è data da:

$$i\frac{d}{dx}\nu_l(x) = UHU^\dagger \nu_l(x) = H'\nu_l(x). \tag{3.21}$$

Nel caso dei neutrini solari con l'approssimazione a due sapori, abbiamo:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} \end{pmatrix}. \tag{3.22}$$

Con qualche conto e trascurando i termini proporzionali all'identità, l'espressione per l'Hamiltoniana nella base dei sapori diventa:

$$H' = \frac{\Delta m_{12}^2}{4|\overline{p}|}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_{12} & \sin 2\theta_{12} \\ \sin 2\theta_{12} & \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

dove $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$.
Così possiamo dedurre la relazione tra l'angolo $\theta_{12}$ e gli elementi della matrice $H'$:

$$\tan 2\theta_{12} = \frac{2H'_{12}}{H'_{22} - H'_{11}} \tag{3.24}$$

che, come vedremo più avanti, si rivelerà molto interessante nel caso di oscillazioni nella materia. Dato che $H'$ è indipendente da $x$ (propagazione nel vuoto), possiamo formalmente integrare l'equazione di moto (3.21), ottenendo:

$$\nu_l(x) = e^{-iH'x}\nu_l(0) \tag{3.25}$$

Con qualche conto e approssimando $|\overline{p}|$ con $E$ (dato che $m_{\nu_i} \ll E_i$), si ottengono le espressioni complete per gli stati di sapore:

$$\nu_e(x) = \Big[\cos\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x + i\cos 2\theta_{12}\big(\sin\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x\big)\Big]\nu_e(0) - i\sin 2\theta_{12}\big(\sin\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x\big)\nu_\mu(0). \tag{3.26}$$

$$\nu_\mu(x) = -i\sin 2\theta_{12}\big(\sin\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x\big)\nu_e(0) + \Big[\cos\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x - i\cos 2\theta_{12}\big(\sin\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}x\big)\Big]\nu_\mu(0). \tag{3.27}$$

La probabilità di trovare un $\nu_\mu$ o $\nu_e$ in un fascio inizialmente di $\nu_e$ è quindi data da:

$$P_{\nu_e\nu_\mu} = \big|\langle\nu_\mu(x)|\nu_e(0)\rangle\big|^2 = \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\frac{\Delta m_{12}^2}{4E}L = \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\frac{\pi L}{\lambda_0} \tag{3.28}$$

| **Sorgente** | **E** | **L** | $\Delta m^2$ $(eV^2)$ |
|---|---|---|---|
| Solari | $0.1 - 10\ MeV$ | $1.5 - 10^{11}\ m$ | $10^{-12} - 10^{-10}$ |
| Reattori | $1 - 10\ MeV$ | $10\ m - 100\ km$ | $10^{-3} - 1$ |
| Acceleratori | $0.1 - 10\ GeV$ | $10\ m - 10\ km$ | $10^{-2} - 10^{3}$ |
| Atmosferici | $1 - 10\ GeV$ | $10 - 10^{4}\ km$ | $10^{-5} - 1$ |

Tabella 3.1: Range di $\Delta m^2$ accessibili dai vari esperimenti. Gli esperimenti sui neutrini solari sono quelli sensibili ai più piccoli valori di $\Delta m^2$.

$$P_{\nu_e\nu_e} = 1 - P_{\nu_e\nu_\mu} = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m^2_{12}}{4E} L = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda_0}. \tag{3.29}$$

dove

$$\lambda_0 = \frac{4\pi E}{\Delta m^2_{12}} \tag{3.30}$$

è la **lunghezza di oscillazione nel vuoto**. Sostituendo i valori numerici ($\Delta m^2_{12} = 7.9 \cdot 10^{-5} eV^2$ (vedi (3.72)), si ottiene:

$$\lambda_0 = \frac{4\pi E}{\Delta m^2_{12}} \simeq 3 \cdot E(eV)\ cm. \tag{3.31}$$

Notiamo che la probabilità di trovare un $\nu_e$ è minore di uno, in generale. Pontecorvo, che già nel 1957 aveva teorizzato la possibilità che i neutrini avessero massa e potessero dunque oscillare, quando negli anni '70 i risultati di Homestake denunciarono un deficit dei neutrini dal Sole, suggerì la causa di tale deficit fosse proprio da ricercare nell'Eq. 3.29.
Sempre legata all'espressione della probabilità di sopravvivenza e conversione è la possibilità di studiare l'ordine di grandezza della differenza di masse dei neutrini, anche nella regione sotto 1 $eV$. Infatti, guardando le equazioni (3.28) e (3.29) si nota che in un esperimento la sensibilità su $\Delta m^2_{12}$ dipende dalla frazione $E/L$, dato che la visibilità dell'oscillazione richiede che la variazione della fase sia dell'ordine di 1. Per questo risulta comodo sostituire i valori numerici:

$$\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{12}}{4E} L\right) = \sin^2\left(\frac{1.27\ \Delta m^2\ (eV^2)\ L\ (m)}{E\ (MeV)}\right) \tag{3.32}$$

In Tabella 3.1 sono indicate le regioni di $\Delta m^2_{12}$ sondabili a seconda del tipo di esperimento.

### 3.2.2 Oscillazioni nella materia nel caso a due sapori

Nella precedente discussione, abbiamo assunto che il neutrino attraversi il vuoto, che è un'approssimazione del percorso tra il Sole e la Terra. I neutrini, però sono

prodotti in profondità nel Sole e devono attraversare la materia solare per uscirne. Le oscillazioni nel Sole, o in un mezzo materiale, possono essere piuttosto diverse dalle oscillazioni nel vuoto. La ragione principale di questo fatto è che l'interazione in un mezzo modifica la relazione di dispersione delle particelle che lo attraversano. Infatti una particella che attraversa un materiale, oltre a poter essere deviata per interazioni con il mezzo, acquista un ulteriore fattore di fase dovuto all'ampiezza di scattering in avanti:

$$\frac{d\phi}{dx} = p + \frac{2\pi N}{p} f(0) = p\Big(1 + \frac{2\pi N}{p^2} f(0)\Big)$$

dove la parte reale della fase si presenta come un indice di rifrazione del mezzo.

La relazione di dispersione esprime essenzialmente l'energia di una particella in funzione del suo momento. Quindi una diversa relazione di dispersione significa una diversa Hamiltoniana del sistema, che dà una differente evoluzione temporale per ogni funzione d'onda: per un fascio di neutrini che attraversa il materiale costituente il Sole, l'evoluzione è differente da quella dello stesso fascio che attraversa il vuoto. Il mezzo solare non è uniforme, ma per il momento consideriamo il caso più semplice di un fascio di neutrini che attraversa un mezzo di **densità uniforme**.
In tale situazione l'equazione di propagazione (3.25) viene modificata, in quanto nel fattore di fase compare anche l'indice di rifrazione della materia, $n$:

$$\nu^f(x) = e^{-iH'(1-n)x}\ \nu^f(0) \tag{3.33}$$

La materia solare è costituita da elettroni, protoni e neutroni. Il contributo dei nucleoni all'ampiezza di diffusione è descritto dalla corrente neutra, cioè dallo scambio di un bosone $Z^0$, ed è identico per tutti i sapori di neutrino. Il caso degli elettroni è diverso poichè i neutrini elettronici interagiscono con gli elettroni sia tramite corrente neutre che tramite corrente carica (cioè con scambio di un bosone $W^-$ o $W^+$). Tutti gli stati di sapore, quindi, vedono un indice di rifrazione che è funzione dell'ampiezza di scattering per corrente neutra, $f_{NC}$, della densità di elettroni, $n_e$, e del momento, $|\overline{p}|$:

$$n_{NC} = 1 + \frac{2\pi n_e}{|\overline{p}|^2} f_{NC}, \tag{3.34}$$

I neutrini elettronici, però, avranno un termine addizionale dovuto alle correnti cariche:

$$n_{CC} = \frac{2\pi n_e}{|\overline{p}|^2} f_{CC} \tag{3.35}$$

L'ampiezza di diffusione $f_{CC}$ è proporzionale alla costante di accoppiamento dell'interazione debole, la *costante di Fermi* ($G_F \simeq 1.166 \cdot 10^{-5}\ GeV^2$), moltiplicata per il momento:

$$f_{CC} = \frac{G_F |\overline{p}|}{\sqrt{2}\pi} \tag{3.36}$$

Nel percorrere la distanza $x$, quindi, i neutrini muonici o tauonici, svilupperanno una fase data da:

$$\exp\left(\frac{i2\pi x n_e f_{NC}}{|\overline{p}|}\right) \tag{3.37}$$

mentre i neutrini elettronici avranno una fase data da:

$$\exp\left[\left(\frac{i2\pi n_e f_{NC}}{|\overline{p}|} + \sqrt{2}G_F n_e\right)x\right] \tag{3.38}$$

Il termine aggiuntivo $\sqrt{2}G_F n_e$ nella fase del neutrino elettronico è chiamato *termine di oscillazione nella materia*. A partire da questo termine, possiamo definire la **lunghezza di oscillazione nella materia**:

$$\tilde{\lambda}_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2}G_F n_e} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}G_F \rho N_A \frac{Z}{A}} \tag{3.39}$$

che, sostituendo i valori numerici, diventa:

$$\tilde{\lambda}_0 = \frac{1.7 \cdot 10^7\ m}{\rho\ (g/cm^3)\frac{Z}{A}}. \tag{3.40}$$

Considerando il Sole, abbiamo:

- la densità centrale: $\rho \simeq 150\ g/cm^3$;
- $\frac{Z}{A} \simeq \frac{2}{3}$;

da cui si ricava che $\tilde{\lambda}_0 \simeq 170\ km$ che risulta essere molto minore di $R_\odot \simeq 7 \cdot 10^6\ km$. L'effetto di materia può, quindi, essere effettivamente rilevante sulle oscillazioni dei neutrini solari.

Consideriamo ora l'aspetto energetico. I contributi delle correnti cariche e neutre, presi insieme, aggiungono all'energia termini di energia potenziale, diversi a seconda che si tratti di $\nu_e$ o di $\nu_\mu$:

$$V_{\nu_e} = \sqrt{2}G_F\left(n_e - \frac{1}{2}n_n\right) \tag{3.41}$$

$$V_{\nu_\mu} = -\frac{1}{\sqrt{2}}n_n G_F \tag{3.42}$$

dove $n_e$ ed $n_n$ sono le densità numeriche rispettivamente di elettroni e neutroni nella materia solare. Otteniamo così:

$$E = V + \sqrt{|\overline{p}|^2 + m^2} \tag{3.43}$$

L'equazione di evoluzione nella materia che si ottiene è:

$$i\frac{d}{dx}\nu_l(x) = \tilde{H}\nu_l(x). \tag{3.44}$$

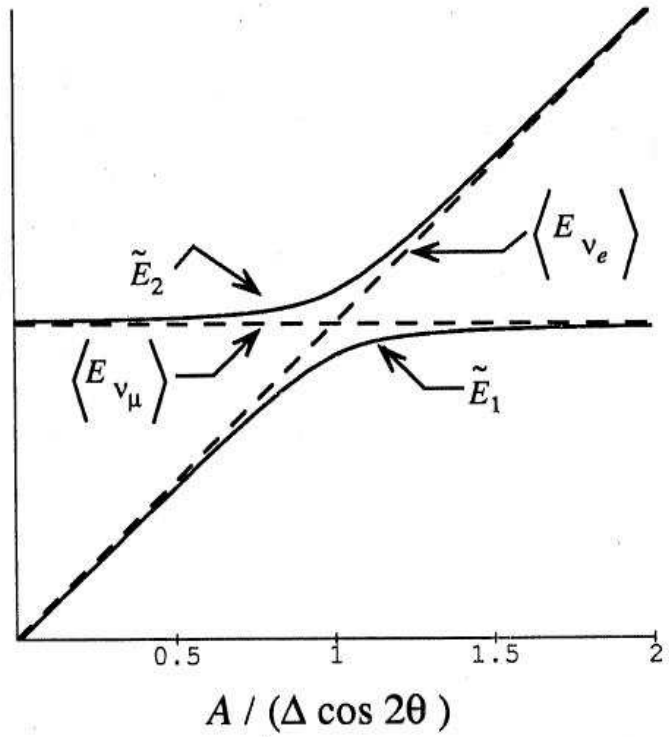



Figura 3.2: Energia effettiva dei neutrini in un mezzo. $A$ è proporzionale alla densità di materia di elettroni. Le linee continue sono le energie per gli autostati di massa, le linee tratteggiate sono i valori di aspettazione dell'energia per gli stati di sapore. Il valore usato per $\theta$ è 0.1.

dove $\tilde{H}$ è, a meno di termini proporzionali all'identità:

$$\tilde{H} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta \cos 2\theta_{12} + 2A & \Delta \sin 2\theta_{12} \\ \Delta m_{12}^2 \sin 2\theta_{12} & \Delta \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix} \tag{3.45}$$

in cui abbiamo definito per brevità:

$$A = 2\sqrt{2} n_e G_F E. \tag{3.46}$$

L'*angolo di mixing effettivo* nella materia, $\tilde{\theta}_{12}$ , è dato da:

$$\tan 2\tilde{\theta}_{12} = \frac{2\tilde{H}_{12}}{\tilde{H}_{22} - \tilde{H}_{11}} = \frac{\Delta m_{12}^2 \sin 2\theta_{12}}{\Delta m_{12}^2 \cos 2\theta_{12} - A} \tag{3.47}$$

e gli autostati stazionari sono:

$$\tilde{\nu}_1 = \nu_e \cos \tilde{\theta}_{12} - \nu_\mu \sin \tilde{\theta}_{12}, \tag{3.48}$$

$$\tilde{\nu}_2 = \nu_e \sin\tilde{\theta}_{12} + \nu_\mu \cos\tilde{\theta}_{12}. \tag{3.49}$$

Come evidente anche in Figura 3.2, si nota dalle Equazioni 3.48 e 3.49 che, assumendo piccolo $\theta_{12}$, l'autostato di massa minore $\nu_1$ è quasi puramente $\nu_e$ se la densità di materia si annulla ($\tilde{\theta}_{12} \simeq \theta_{12}$), ed è quasi puramente $\nu_\mu$ se la densità è infinita ($\tan\tilde{\theta}_{12} \to \infty \;\Rightarrow\; \tilde{\theta}_{12} \simeq \frac{\pi}{2}$). Come spiegherò in seguito, questo fatto ha importanti conseguenze.

Ora consideriamo il caso in cui un mezzo abbia densità data da $A = \Delta m^2_{12}\cos 2\theta_{12}$: i due elementi diagonali della matrice 3.45 sono uguali. In tale situazione, vediamo dall'Eq. 3.47 che l'effettivo angolo di mixing vale $\frac{\pi}{4}$, il che significa che gli stati $\nu_e$ e $\nu_\mu$ raggiungono il *massimo mixing* negli autostati.
Possiamo capire meglio la natura di questo massimo mixing se dall'Eq. 3.47 ricaviamo l'espressione per $\sin^2 2\tilde{\theta}$:

$$\sin^2 2\tilde{\theta}_{12} = \frac{(\Delta m^2_{12})^2 \sin^2 2\theta_{12}}{(\Delta m^{2_{12}})^2 \sin^2 2\theta_{12} + (\Delta m^2_{12}\cos 2\theta_{12} - A)^2} \tag{3.50}$$

Per apprezzare il significato fisico di quest'ultima formula, dobbiamo considerare le Eq. 3.28 e 3.29, che danno rispettivamente le probabilità di conversione e di sopravvivenza di un fascio di $\nu_e$ che attraversano il vuoto. Le corrispondenti probabilità per un fascio che attraversa un mezzo uniforme, si ottengono semplicemente sostituendo $\theta_{12}$ con $\tilde{\theta}_{12}$ e $\Delta m^2_{12}$ con la differenza di massa effettiva nel mezzo, che indichiamo con $\Delta\tilde{m}^2_{12}$ e che risulta essere:

$$\Delta\tilde{m}^2_{12} = \tilde{m}_2 - \tilde{m}_1 = \sqrt{(\Delta m^2_{12}\cos 2\theta_{12} - A)^2 + (\Delta m^2_{12})^2 \sin^2 2\theta_{12}} \tag{3.51}$$

Perciò l'espressione della probabilità di sopravvivenza nella materia è data da:

$$\tilde{P}_{\nu_e\nu_e} = 1 - \sin^2 2\tilde{\theta}_{12} \sin^2\big(\frac{\Delta\tilde{m}^2_{12}}{4E}L\big) \tag{3.52}$$

Prendendo il valor medio del termine dipedente da $x$, si ottiene[9]:

$$1 - \overline{P}_{\nu_e\nu_e} = \overline{P}_{\nu_e\nu_\mu} = \sin^2 2\tilde{\theta}_{12}\big\langle \sin^2 \frac{\Delta\tilde{m}^2_{12}}{4E}L\big\rangle = \frac{1}{2}\sin^2 2\tilde{\theta}_{12} \tag{3.53}$$

Quindi il termine a destra dell'Eq. 3.50 risulta proporzionale alla probabilità di conversione; e la cosa più interessante è che ha un andamento di questo tipo, in funzione di $A$:

$$\frac{costante}{(A - A_R)^2 + \Gamma^2} \tag{3.54}$$

che rappresenta esattamente l'espressione di una risonanza di larghezza $\Gamma$ centrata in $A_R$ (vedi Figura 3.3).

[9] Ricordiamo che il valore medio del quadrato del sin vale $\frac{1}{2}$.

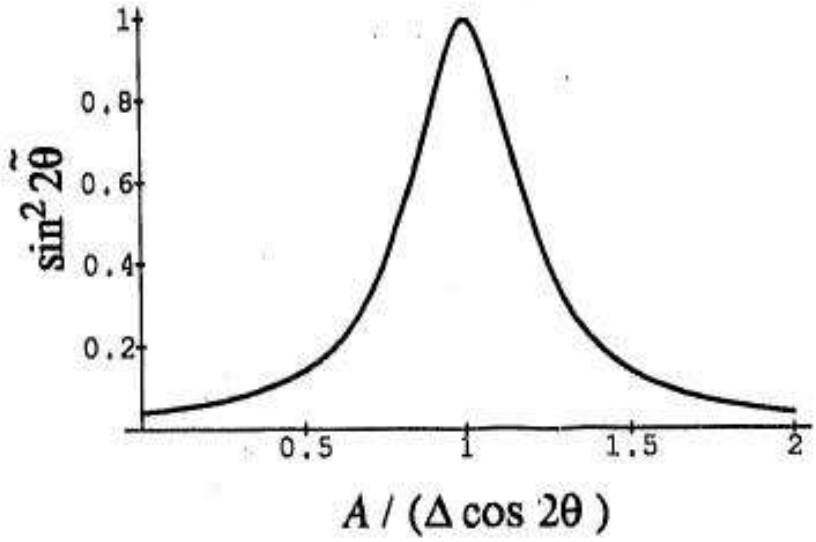



Figura 3.3: Il grafico di $\sin^2 2\tilde{\theta}_{12}$ mostra la forma risonante. Il valore usato per $\theta_{12}$ è 0.1.

In definitiva, l'importanza dell'Eq. 3.50 può essere così riassunta: la probabilità di conversione, come funzione di $A$, raggiunge una risonanza quando:

$$A_R = \Delta m^2_{12} \cos 2\theta_{12} \tag{3.55}$$

con un'ampiezza:

$$\Gamma = \Delta m^2_{12} \sin 2\theta_{12}. \tag{3.56}$$

In particolare, il valore di densità a cui si incontra la risonanza è dato da:

$$n_R = \frac{\Delta m^2_{12} \cos 2\theta_{12}}{2\sqrt{2} G_F E}, \tag{3.57}$$

che, sostituendo i valori numerici, diventa: si ottiene:

$$\frac{n_R}{N_A} \simeq 66 \cos 2\theta_{12} \left(\frac{\Delta m^2_{12}}{10^{-4}\ eV^2}\right)\left(\frac{10\ MeV}{E_\nu}\right). \tag{3.58}$$

dove la densità numerica di elettroni, $n_R$ è misurata in $cm^{-3}$ ed $N_A$ è il numero di Avogadro.

Infine, è importante osservare che l'oscillazione nella materia non è un fenomeno "nuovo", nel senso che perchè si verifichi è necessario che i neutrini abbiano una massa e un angolo di mixing non nulli, ovvero che ci siano le condizioni per le oscillazioni nel vuoto.

### 3.2.3 Conversione risonante dei neutrini

L'osservazione fondamentale di Mikheyev e Smirnov [35] è che i neutrini prodotti in profondità nel Sole possono, in generale, attraversare una regione di densità risonante durante il loro percorso per uscire dal Sole. Per stabilire quanto ciò influisca sulla propagazione dei neutrini, bisogna prima derivare l'equazione di evoluzione per la materia con densità non uniforme, che corrisponde al caso del Sole.
Riprendendo l'Eq. 3.44 di evoluzione per gli stati di sapore e ricordando che ora la matrice di mixing è data da:

$$\tilde{U} = \begin{pmatrix} \cos\tilde{\theta}_{12} & \sin\tilde{\theta}_{12} \\ -\sin\tilde{\theta}_{12} & \cos\tilde{\theta}_{12} \end{pmatrix} \tag{3.59}$$

si può riscrivere l'equazione di evoluzione nella materia come:

$$i\frac{d}{dx}\big(\tilde{U}\nu_i(x)\big) = \frac{1}{4E}\tilde{H}\tilde{U}\nu_i(x). \tag{3.60}$$

Tenendo presente che ora $\tilde{\theta}_{12}$, e di conseguenza $\tilde{U}$, sono funzioni della posizione e trascurando termini proporzionali all'identità, si ottiene:

$$i\frac{d}{dx}\begin{pmatrix}\tilde{\nu}_1\\ \tilde{\nu}_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\tilde{m}_1^2}{2E} & i\frac{d\tilde{\theta}_{12}}{dx} \\ -i\frac{d\tilde{\theta}_{12}}{dx} & \frac{\tilde{m}_2^2}{2E} \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\tilde{\nu}_1\\ \tilde{\nu}_2\end{pmatrix} \tag{3.61}$$

Notiamo che se $\frac{d\tilde{\theta}_{12}}{dx} = 0$ (ovvero se l'angolo di mixing nella materia è costante), $\tilde{\nu}_1$ e $\tilde{\nu}_2$ sono autostati stazionari, in quanto ci riconduciamo alla situazione di propagazione in un mezzo uniforme. Per un mezzo non uniforme, come il Sole, dovremo invece risolvere quest'equazione.

#### Soluzione adiabatica

La soluzione dell'Equazione 3.61 è facile da trovare nel caso in cui $\frac{d\tilde{\theta}_{12}}{dx}$ sia piccolo, poichè possiamo usare l'*approssimazione adiabatica*. Supponendo di trovarci in questa condizione, $\tilde{\nu}_1$ attraversa la materia come $\tilde{\nu}_1$, anche se ciò comporta una diversa sovrapposizione di $\nu_e$ e $\nu_\mu$ nelle diverse posizioni. Lo stesso vale per $\tilde{\nu}_2$. Questo può provocare una soppressione del flusso di $\nu_e$. Questa è l'essenza dell'effetto delle oscillazioni risonanti del neutrino, noto come **effetto MSW**, dai nomi dei fisici *Mikheyev, Smirnov* e *Wolfenstein* che per primi lo studiarono [37, 35].
In generale, al punto di produzione, l'angolo di mixing non vale $\frac{\pi}{2}$ (nel qual caso avremmo $\nu_e = \tilde{\nu}_2$), ma ha un generico valore $\tilde{\theta}_0$, per cui:

$$\nu_e = \tilde{\nu}_1\cos\tilde{\theta}_0 + \tilde{\nu}_2\sin\tilde{\theta}_0. \tag{3.62}$$

Quindi la probabilità che il neutrino sia prodotto come $\tilde{\nu}_1$ vale $\cos^2\tilde{\theta}_0$. In questo caso, esso attraversa il Sole come $\tilde{\nu}_1$ e al di fuori di esso può essere rivelato come

$\nu_e$ con una probabilità uguale a $\cos^2\theta_{12}$. Quindi questa situazione contribuisce alla probabilità di sopravvivenza con il termine: $\cos^2\tilde{\theta}_0\cos^2\theta_{12}$.
In alternativa, il neutrino può essere prodotto come $\tilde{\nu}_2$ con una probabilità $\sin^2\tilde{\theta}_0$; la probabilità di essere rivelato come $\nu_e$ fuori dal Sole sarà quindi: $\sin^2\theta_{12}$.
Sommando i due contributi, otteniamo la probabilità di sopravvivenza totale:

$$P^{ad}_{\nu_e\nu_e} = \cos^2\tilde{\theta}_0\cos^2\theta_{12} + \sin^2\tilde{\theta}_0\sin^2\theta_{12} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos 2\tilde{\theta}_0\cos 2\theta_{12}. \tag{3.63}$$

Di conseguenza, la probabilità di conversione risulta:

$$P^{ad}_{\nu_e\nu_\mu} = 1 - P^{ad}_{\nu_e\nu_e} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos 2\tilde{\theta}_0\cos 2\theta_{12} \tag{3.64}$$

## Effetti non adiabatici

Invece, se la situazione è *non adiabatica*, si inducono transizioni tra gli stati $\tilde{\nu}_1$ e $\tilde{\nu}_2$. Vedremo poi che in realtà tali effetti sono importanti solo nella zona di risonanza. Nelle altre regioni si può invece usare l'approssimazione adiabatica.
Nella regione di risonanza si cerca di risolvere esattamente l'equazione di propagazione, facendo qualche semplificazione sulla forma della variazione di densità, che sia valida in quella particolare regione. In questo modo si trova la probabilità che in tale zona si verifichino transizioni da un autostato di massa ad un altro. Indichiamo questa probabilità come $P_{jump}$.
Supponiamo che un $\nu_e$ prodotto nel Sole sopravviva come $\nu_e$ se le condizioni sono adiabatiche, cioè se non si ha transizione tra gli stati $\tilde{\nu}_1$ e $\tilde{\nu}_2$. Nel caso non adiabatico esso potrebbe sopravvivare come $\nu_e$ se non si verificasse la transizione, fenomeno che ha una probabilità data da $1 - P_{jump}$.
Analogamente, la situazione che si concluda con un $\nu_\mu$ nel caso adiabatico, porterebbe a un $\nu_e$ nel caso non adiabatico se ci fosse la transizione $\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2$. Quindi, tenendo conto degli effetti non adiabatici, abbiamo:

$$P_{\nu_e\nu_e} = (1 - P_{jump})P^{ad}_{\nu_e\nu_e}(x) + P_{jump}P^{ad}_{\nu_e\nu_\mu}(x) = \frac{1}{2}\big[1 + (1 - 2P_{jump})\cos 2\tilde{\theta}_0\cos 2\theta_{12}\big]. \tag{3.65}$$

La (3.65) è nota come *formula di Parke* e fornisce una forma analitica per determinare la probabilità di sopravvivenza di un $\nu_e$ che attraversa il Sole.

Come già accennato, la condizione di adiabaticità è verificata nelle zone lontano dalla risonanza; questo è evidente se si considera l'approssimazione fatta nel caso adiabatico, ovvero se i termini fuori diagonale nella matrice (3.61) sono molto più piccoli dei termini diagonali. Tali termini potrebbero modificare gli elementi diagonali, lasciando, però, la loro differenza inalterata. Quindi, la condizione di adiabaticità è:

$$\left|\frac{d\tilde{\theta}_{12}}{dx}\right| \ll \frac{|\tilde{m}_1^2 - \tilde{m}_2^2|}{2E}. \tag{3.66}$$

espressione che, con qualche passaggio, porta a definire il *parametro di adiabaticità*:

$$\gamma(x) \equiv \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{E}\right)^2 \frac{\sin^2 2\theta_{12}}{2\sqrt{2}G_F \sin^3 2\tilde{\theta}_{12}} \frac{1}{\left|\frac{dn_e}{dx}\right|}. \tag{3.67}$$

Questo parametro dipende dalla posizione, attraverso $\tilde{\theta}_{12}$ e $\frac{dn_e}{dx}$.

Se la densità in un certo punto è molto alta, $\tan 2\tilde{\theta}_{12} \to 0$, per cui $\tilde{\theta}_{12} \to \frac{\pi}{2}$ e quindi il valore di $\gamma$ aumenta. Se, al contrario, la densità si annulla $\tan 2\tilde{\theta}_{12} \to \tan 2\theta_{12}$, $\tilde{\theta}_{12} \to \theta_{12}$ e, quindi, $\gamma$ aumenta nuovamente, a meno che $\theta$ non sia vicino a $\frac{\pi}{4}$.
Notiamo inoltre che il parametro di adiabaticità dipende da $\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{E}\right)^2$, ovvero dal quadrato dell'inverso della lunghezza di oscillazione nel vuoto, $\lambda_0$ ( Eq. 8.7). Quindi valori piccoli di $\lambda_0$ si adattano meglio alla trattazione adiabatica.
Dalla Eq. 3.67 risulta evidente che la condizione di adiabaticità è difficilmente raggiungibile al punto di risonanza, dato che $\sin 2\tilde{\theta}_{12}$ assume il valore massimo. Invece, le regioni lontane dalla risonanza possono sempre essere trattate adiabaticamente [36]. Quindi, la probabilità di transizione $P_{jump}$ introdotta prima dipende solo dalle condizioni vicine alla risonanza. Infine, dato che il parametro di adiabaticità dipende dall'inverso dell'energia, è intuitivo che $P_{jump}$ sarà più grande al crescere di $E$; quindi i neutrini più energetici hanno maggiore probabilità di effettuare transizione. Invece, quando $E \to 0$, anche $P_{jump} \to 0$.

## 3.3 Gli attuali parametri di oscillazione dei neutrini solari

Uno degli strumenti più efficaci per visualizzare i parametri di oscillazione dei neutrini è il cosiddeto *plot di esclusione*. Tipicamente questo diagramma viene rappresentato nel piano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, anche se spesso si preferisce usare $\tan^2\theta$ invece di $\sin^2 2\theta$, così da poter visualizzare anche soluzioni con $\theta > \frac{\pi}{4}$.
Ogni coppia di valori $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ costituisce un punto nel piano; per valori fissati dei parametri di oscillazione, si calcolano i flussi di neutrino attesi per l'esperimento in questione che, come elencato in Tabella 3.1, può riguardare i neutrini solari, atmosferici, da reattore o da acceleratore. Poi, confrontando i dati coi valori attesi, si calcola il $\chi^2$, che avrà un numero di gradi di libertà diverso a seconda del tipo di analisi. Così si determinano sul piano i punti di minimo locale del $\chi^2$, che vengono poi contornati da curve di iso-probabilità (iso-$\chi^2$) che definiscono le regioni "permesse" per i due parametri $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ con un certo livello di confidenza.

Nel caso dei neutrini solari, applicando questo procedimento ai risultati degli esperimenti Homestake, Gallex, GNO, Sage, Kamiokande e Super-Kamiokande, si ottengono tre minimi locali che corrispondono a tre diverse soluzioni nello spazio dei parametri nel caso di effetto MSW:

- la soluzione *LMA (Large Mixing Angle)*;

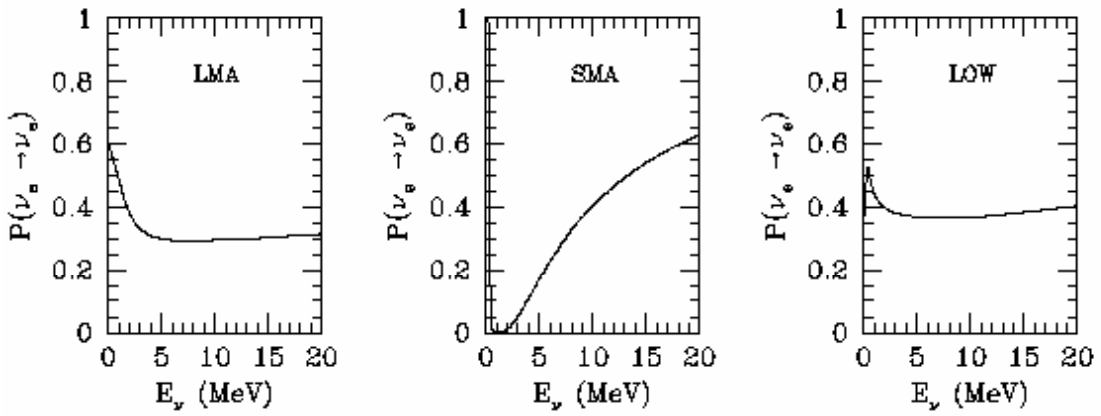



Figura 3.4: Probabilità di sopravvivenza per le soluzioni MSW in funzione dell'energia dei neutrini [41].

- la soluzione *SMA (Small Mixing Angle)*;
- la soluzione *LOW (Low Mass)*;

In Figura 3.4 sono mostrati gli andamenti in funzione dell'energia della probabilità di sopravvivenza a Terra per i neutrini solari [38]. Col passare degli anni, i nuovi risultati sperimentali sulle oscillazioni di neutrino hanno contribuito a restringere le regioni permesse a favore della soluzione LMA. In particolare, i risultati di SNO danno il plot di esclusione per i neutrini solari mostrato in Figura 3.5 con un *best fit* di [24]:

$$\Delta m^2_{12} = 5 \cdot 10^{-5}\ eV^2,$$
$$\tan^2\theta_{12} = 0.45. \tag{3.68}$$

Unendo i risultati degli esperimenti Homestake, Gallex, GNO, Sage, Super-Kamiokande e SNO, le regioni permesse vengono ridotte alla sola regione LMA (vedi Figura 3.6). In questo caso il *best fit* dà come valori dei parametri di neutrino:

$$\Delta m^2_{12} = 6.5^{+4.4}_{-2.3} \cdot 10^{-5}\ eV^2,$$
$$\tan^2\theta_{12} = 0.45^{+0.09}_{-0.08}. \tag{3.69}$$

### 3.3.1 Contributi dall'esperimento KamLAND

Apporto fondamentale nella definizione delle regioni permesse nel piano ($\tan^2\theta_{12}$,$\Delta m^2_{12}$) viene dall'esperimento KamLAND. Si tratta di un esperimento su neutrini da reattore; il rivelatore situato al posto del precedente Kamiokande nel 2002, è stato ideato

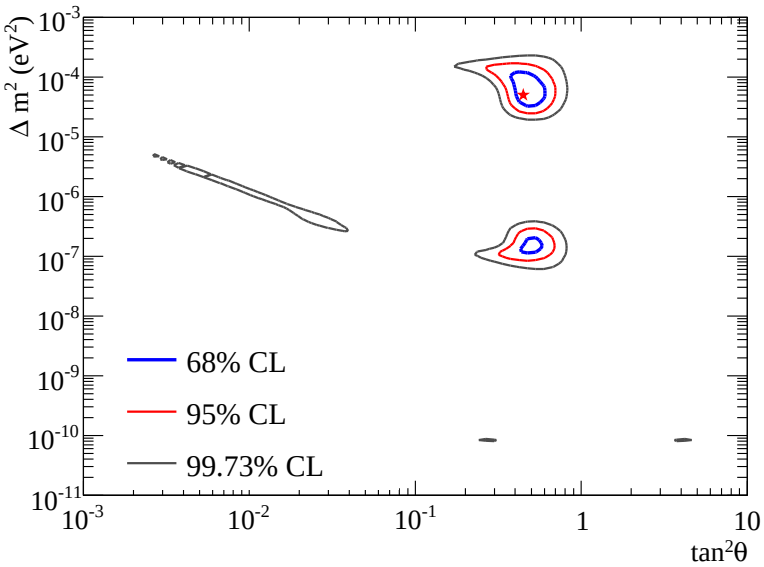



Figura 3.5: Analisi delle oscillazioni di neutrino ottenuta dai dati raccolti da SNO durante le prime due fasi; la stella in figura rappresenta il valore del *best fit* dell'analisi del $\chi^2$, che si trova nella regione permessa corrispondente alla soluzione $LMA$ [24].

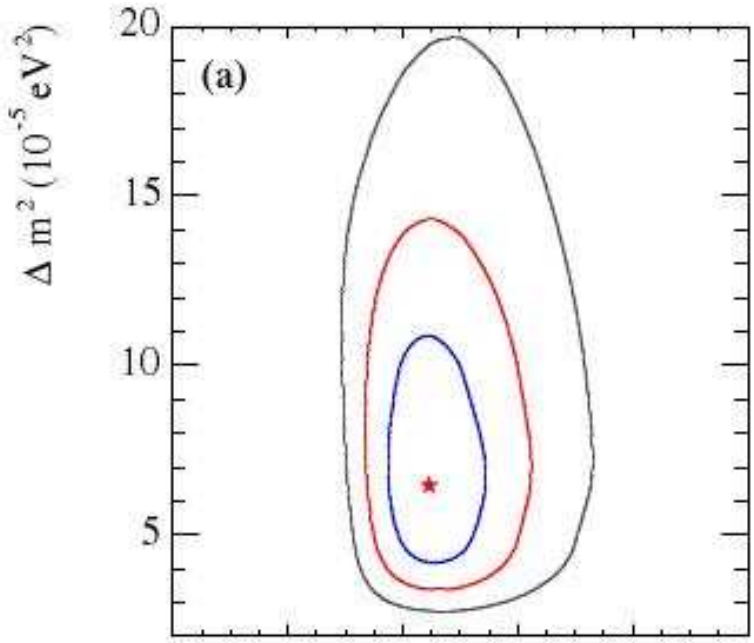



Figura 3.6: Analisi delle oscillazioni di neutrino ottenuta combinando i dati di Homestake, Gallex-GNO, Sage, SuperKamiokande e SNO; la stella in figura rappresenta il valore del *best fit* dell'analisi del $\chi^2$ che risulta favorire la soluzione $LMA$ [24]. In ascissa è rappresenta $\tan^2\theta_{12}$.

.

per studiare il flusso degli $\bar{\nu}_e$ dei reattori ed usa 1 *kton* di scintillatore liquido ultra puro, circondato da 1879 fotomoltiplicatori.
La ricostruzione in posizione degli eventi viene fatta valutando il diverso tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fotomoltiplicatori, mentre la misura dell'energia si ottiene dalla carica raccolta ai fotomoltiplicatori.

Come tutti gli esperimenti a reattore, KamLAND rivela antineutrini elettronici di qualche $MeV$; in caso di oscillazione di sapore, gli $\bar{\nu}_e$ possono convertirsi in $\bar{\nu}_\mu$. Da considerazioi energetiche si capisce, però, che KamLAND non può verificare l'"apparizione" degli $\bar{\nu}_\mu$, in quanto essi risultano essere sotto soglia sia per l'osservazione di scattering elastico su nucleone che per interazione a CC con produzione di un leptone pesante (muone). Per questo anche KamLAND, come gli esperimenti sui neutrini solari, si presenta come esperimento di "sparizione". È, quindi, fondamentale avere una buona stima del *flusso* di neutrini (legato alla potenza istantanea del reattore) e del loro *spettro*.
Tipicamente, lo spettro degli $\bar{\nu}$ si ricava a partire da quello degli elettroni prodotti dalla fissione, che può essere parametrizzato come una somma di spettri $\beta$ [39]:

$$\frac{dN_e}{dE_e} = \sum_i a_i S^i_\beta(E_e, Q_i, Z)$$

dove $a_i$ è l'ampiezza del ramo di decadimento $i$-esimo, $Q_i$ è l'end-point e $S^i_\beta$ è la forma dello spettro del ramo $i$-esimo; lo spettro dipende debolmente anche dalla carica $Z$ a causa dell'interazione coulombiana nello stato finale.
Da qui si può calcolare lo spettro degli antineutrini, tenendo presente che elettrone ed antineutrino hanno a disposizione un'energia totale pari a $Q_i$:

$$\frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_{\bar{\nu}}} = \sum_i a_i S^i_\beta(Q_i - E_{\bar{\nu}}, Q_i, Z)$$

Nel caso di KamLAND, lo spettro degli antineutrini è centrato intorno a 3.4 $MeV$; inoltre, la distanza del rivelatore dalle principali centrali nucleari giapponesi è di circa 175 $km$; questo fa sì che la regione di $\Delta m^2$ esplorabile sia (ricordando l'Eq. 3.32):

$$\Delta m^2 \simeq \frac{E_{\bar{\nu}}}{L} = \frac{3.5\ MeV}{175 \cdot 10^3\ m} \simeq 2 \cdot 10^{-5}\ eV^2$$

che è prossima a quella stimata per i neutrini solari (vedi Eq. 3.68 e 3.69).
Il flusso calcolato di antineutrini risulta essere:

$$\Phi_{\bar{\nu}} \simeq 10^6\ cm^{-2} s^{-1}$$

Gli $\bar{\nu}_e$ sono rivelati tramite il decadimento $\beta$ inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n,$$

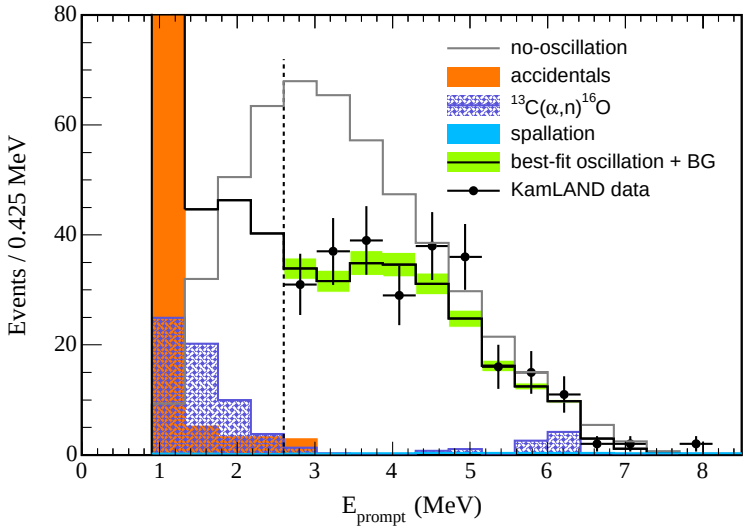



Figura 3.7: Spettro dell' $E_{prompt}$ degli eventi candidati a $\bar{\nu}_e$ con associato spettro del fondo, come risulta dall'esperimento KamLAND. L'area tratteggiata rappresenta il best fit dello spettro del reattore sopra 2.6 $MeV$ [40].

.

reazione che ha un'energia di soglia energetica data da $E_{\bar{\nu}} = m_e + m_n - m_p = 1.8\ MeV$. Siccome in questo processo si può trascurare l'energia di rinculo del neutrone, il positrone ha energia cinetica:

$$T_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} + m_p - m_n - m_e.$$

L'energia liberata direttamente dalla reazione è:

$$E_{prompt} = T_{e^+} + 2m_e = E_{\bar{\nu}_e} - 0.8\ MeV.$$

Così rivelando la luce di scintillazione dovuta all' $e^+$ si ha una stima dell'energia dell'$\bar{\nu}_e$ incidente.
Un'interazione di antineutrino è osservata come una deposizione di energia $E \gtrsim (3.4 - 0.8)\ MeV = 2.6\ MeV$ seguita entro $\sim 200\ \mu s$ da un segnale di 2.26 $MeV$ prodotto dal $\gamma$ di diseccitazione successivo alla cattura neutronica. La ricerca della coincidenza ritardata permette di discriminare bene il segnale dal fondo [40].
In [40] è riportata l'analisi dei dati raccolti tra Marzo 2002 e Febbraio 2004; in assenza di oscillazione, il segnale di antineutrini atteso è di $365.6 \pm 23.7[sist]$ con energia sopra 2.6 $MeV$. KamLAND osserva 258 eventi, confermando la sparizione di $\bar{\nu}_e$ con un livello di significanza del 99.998%. Questo porta ad avere una probabilità di sopravvivenza media per antineutrini pari a:

$$P_{\bar{\nu}_e\bar{\nu}_e} = 0.658 \pm 0.044[stat] \pm 0.047[sist]. \tag{3.70}$$

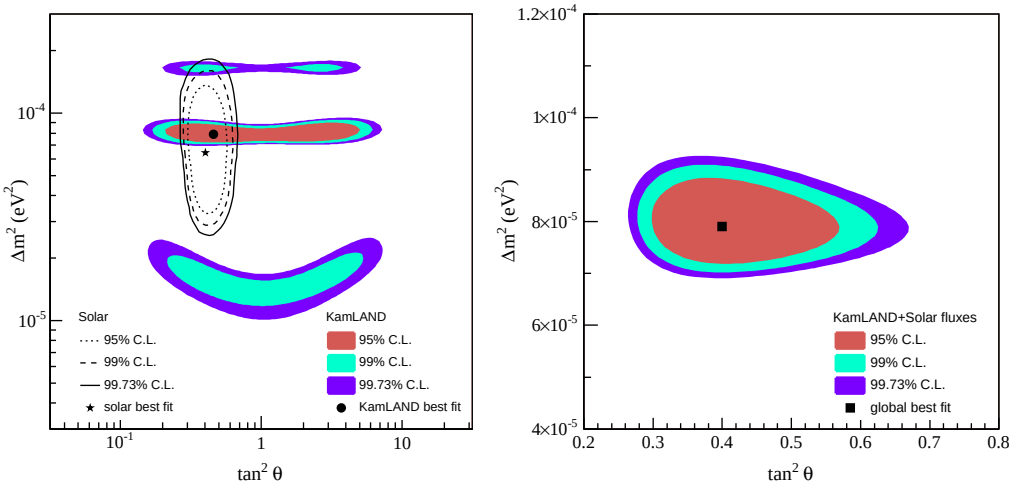



Figura 3.8: *Sinistra*: regioni permesse per i parametri di oscillazione dai dati di antineutrino misurati da KamLAND (aree colorate) e dai dati sui neutrini solari (linee). *Destra*: risultati dell'analisi combinata sulle oscillazioni di neutrino solare e di antineutrino da KamLAND [40].

.

confermando le ipotesi di oscillazione dei neutrini.
La cosa più interessante sta, però, nel fatto che si osserva una distorsione nello spettro che indica per quali energie si iniziano a vedere le oscillazioni sulla scala di lunghezza dei 100 $km$, come evidente in Figura 3.7; questo permette di avere una buona sensibilità sul fattore $\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{12}}{4E}L\right)$ che compare nella formula della probabilità di oscillazione e, quindi, sulla misura di $\Delta m^2$.

Il plot di esclusione che si ottiene è mostrato in Figura 3.8 (sinistra); il *best fit* fornisce come valori per i parametri di oscillazione:

$$\Delta m^2_{12} = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{-5}\ eV^2,$$

$$\tan^2\theta_{12} = 0.46 \tag{3.71}$$

(quest'ultimo con una grande incertezza), confermando la soluzione $LMA$.

Unendo i risultati di KamLAND a quelli noti dagli esperimenti sui neutrini solari è possibile restringere ulteriormente le regioni permesse nel piano $(\tan^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$, come evidente in Figura 3.8 (destra). In particolare:

- i dati sui neutrini solari provvedono a dare un forte vincolo per i possibili valori di $\theta_{12}$ (legato al fattore $\sin^2\theta_{12}$ che compare nella formula della probabilità di sopravvivenza - vedi Eq. 3.29);

- la distorsione dello spettro osservata da KamLAND permette di avere buona sensibilità sul parametro $\Delta m^2_{12}$ (legato al fattore $\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{12}}{4E}L\right)$ che compare nella formula della probabilità di sopravvivenza - vedi Eq. 3.29)

In questo modo si ottengono gli *attuali valori per i parametri di oscillazione dei neutrini solari* [40]:

$$\Delta m^2_{12} = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{-5}\ eV^2,$$
$$\tan^2\theta_{12} = 0.40^{+0.10}_{-0.07}. \tag{3.72}$$

# Capitolo 4

# L'esperimento Borexino

L'esperimento Borexino ha come scopo la rivelazione in tempo reale dei neutrini solari di bassa energia ($E_\nu \leq 1\ MeV$).
La collaborazione dell'esperimento Borexino comprende fisici provenienti da Italia, Germania, USA, Russia, Ungheria e Francia.
In questo capitolo verrà discussa l'importanza della realizzazione di un'esperimento sui neutrini solari di bassa energia e la struttura del rivelatore Borexino.

## 4.1 La fisica in Borexino

L'esperimento Borexino ha come scopo la misura in tempo reale del flusso di neutrini solari del $^7Be$, prodotti dalla reazione $^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$. Finora nessun esperimento è stato in grado di studiare e misurare in tempo reale un flusso di neutrini con energia inferiore a 1 $MeV$, poiché le soglie energetiche sono sempre state fissate ad energie maggiori ($\sim 5\ MeV$), a causa del fondo radioattivo (vedi Capitolo 2). Nella preparazione di Borexino sono stati, quindi, realizzati numerosi accorgimenti tecnologici al fine di ridurre al minimo le contaminazioni radioattive, ad esempio attraverso un'accurata selezione di materiali e la purificazione dello scintillatore.

La rivelazione di neutrino solare in Borexino è basata sulla tecnica di *spettroscopia attraverso scintillatori liquidi*. La peculiarità di Borexino sta nell'uso di 300 $t$ di scintillatore ultra-puro circondato da 1000 $t$ di buffer inattivo.
I neutrini vengono rivelati tramite la reazione di diffusione elastica:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$$

con gli elettroni contenuti nello scintillatore.
I neutrini elettronici possono interagire sia attraverso reazioni a corrente carica che reazioni a corrente neutra, mentre i neutrini muonici e tauonici sono soggetti unicamente a reazioni a corrente neutra.
Le sezioni d'urto per questo tipo di reazioni sono quelle già viste nel Paragrafo 2.3:

$$\sigma_{\nu_e e^-}(E_\nu, T_e) = 101.0 \cdot\ 10^{-46}\Big[(1 - 0.18\frac{T_e}{E_\nu} + 0.090\Big(1 - \frac{1.62}{T_e}\Big)\Big(\frac{T_e}{E_\nu}\Big)^2\Big]\ cm^2 \quad (4.1)$$

$$\sigma_{\nu_{\mu,\tau}e^-}(E_\nu, T_e) = 21.7 \cdot \ 10^{-46}\Big[(1 - 0.84\frac{T_e}{E_\nu} + 0.42\Big(1 - \frac{0.60}{T_e}\Big)\Big(\frac{T_e}{E_\nu}\Big)^2\Big] \ cm^2 \quad (4.2)$$

Alle energie tipiche di neutrino da $^7Be$ risultano essere $5.93 \cdot 10^{-45}$ $cm^2$ per il $\nu_e$ e $1.26 \cdot 10^{-45}$ $cm^2$ per $\nu_\mu$ e $\nu_\tau$; invece, nel caso di neutrini da $^8B$, integrando su tutto lo spettro, le sezioni d'urto sono $6.08 \cdot 10^{-44}$ $cm^2$ per il $\nu_e$ e $1.04 \cdot 10^{-44}$ $cm^2$ per $\nu_\mu$ e $\nu_\tau$ [17].

Lo spettro di energia degli elettroni diffusi dai neutrini monocromatici del $^7Be$ in Borexino ha la forma caratteristica di uno spettro di rinculo con end-point a 0.66 $MeV$; una simulazione di tale spettro in assenza di fondo è mostrata in Figura 4.1. Questa forma dello spettro rappresenta la segnatura per la reazione; bisogna tener presente che, essendo l'emissione della luce di scintillazione isotropa, in Borexino viene persa l'informazione sulla direzione di provenienza dei neutrini. L'effetto che permette di distinguere il Sole come sorgente di neutrini è la variazione del flusso di neutrini del $\pm 3.5\%$ durante l'anno, dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre (vedi Paragrafo 1.3).

Con l'esperimento Borexino è possibile investigare anche altre sorgenti di neutrino, ovvero:

1. **neutrini da *pep***: la percentuale dei neutrini da *pep* rispetto a quella dei neutrini da $p - p$ è nota facendo limitate assunzioni sul modello e risulta quindi importante misurarne il flusso. Inoltre i neutrini da *pep* hanno energia di 1.44 $MeV$ e si trovano quindi nella regione energetica per cui non incontrano la zona di risonanza attraversando il Sole e permettono un ulteriore test sulla soluzione $LMA$;

2. **neutrini da *CNO***: il flusso di neutrini da CNO è noto con un grande errore; tale misura è importante per stabilire la quantità di energia solare prodotta dal ciclo CNO e rendere più accurata la misura sulla luminosità di neutrini;

3. **neutrini da $^8B$**: finora non è stato possibile misurare i neutrini da $^8B$ al di sotto dei 5 $MeV$ a causa delle soglie energetiche sperimentali. Sotto 1.7 $MeV$, il flusso dei neutrini da $^8B$ è dominato dal più abbondante flusso da *pep* e $CNO$; risulta molto interessante misurare i $\nu_{^8B}$ nella regione energetica tra 1.7 e 5 $MeV$ (regione di transizione $vuoto - materia$), dato che la soluzione $LMA$ potrebbe deformare la forma dello spettro energetico. Il segnale atteso per questa reazione è, però, coperto dal fondo cosmogenico (vedi 4.2.1) che ne rende difficile la misura; di questo argomento parlerò approfonditamente nel Capitolo 9;

4. **geoneutrini**: considerata l'assenza di centrali nucleari nelle "vicinanze" dell'esperimento, Borexino si presta bene alla rivelazione di antineutrini provenienti dalle componenti radiogeniche (Uranio e Torio) che contribuiscono alla produzione terrestre di calore;

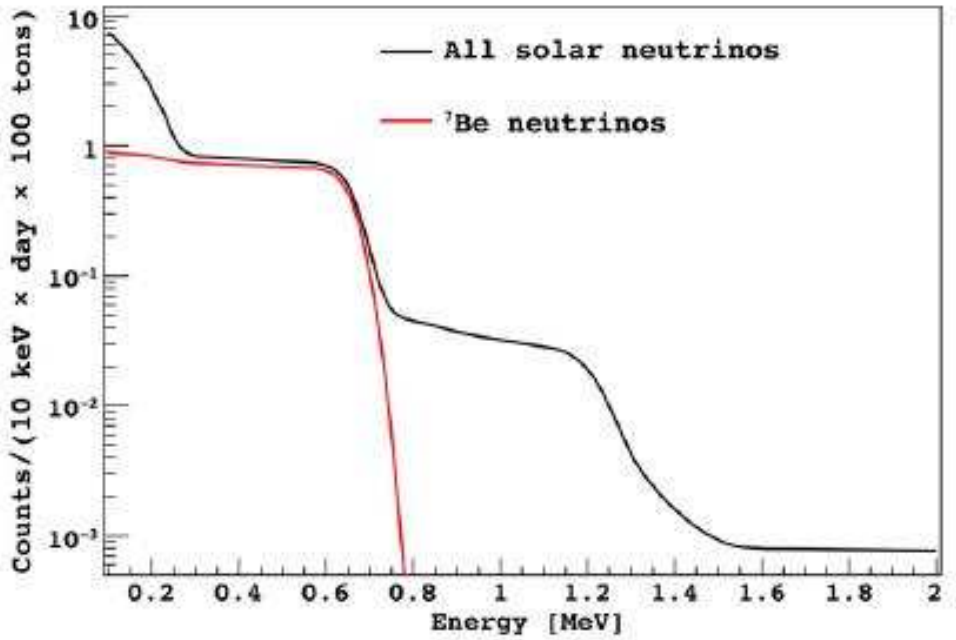



Figura 4.1: Simulazione dello spettro di neutrino atteso in Borexino in assenza di fondo, tenendo conto della risoluzione energetica del rivelatore. La linea nera rappresenta il tasso di segnale di neutrino in Borexino in accordo col BPS07 [5]; la linea rossa rappresenta il contributo dovuto dai neutrini da $^7Be$; il contributo allo spettro sotto 0.3 $MeV$ è dovuto ai neutrini da $p-p$, mentre la "spalla" a 1.2 $MeV$ a quelli da *pep* [45].

.

5. **neutrini da supernova**: Borexino potrebbe vedere neutrini da esplosione di supernova come rapida e improvvisa sequenza di eventi nell'arco di circa 10 $s$ (considerando come riferimento una SN a una distanza di 10 $kpc$ e con energia di legame di $3 \cdot 10^{53}$ $erg$).

## 4.2 Il rivelatore Borexino

Borexino è collocato nella hall C (vedi Figura 4.3) dei Laboratori del Gran Sasso (LNGS). I laboratori si trovano accanto al tunnel del Gran Sasso (lungo 10.4 $Km$) sull'autostrada che collega Teramo a Roma, a circa 6 $km$ dall'entrata ovest. Essi consistono in tre hall sperimentali (vedi Figura 4.2), dette hall A, B e C, ed una serie di tunnel di collegamento e aree di servizio. Le tre halls sono lunghe $\sim 70$ $m$ e larghe e alte $\sim 18$ $m$. Il laboratorio è situato 963 $m$ sopra il livello del mare e lo spessore massimo della roccia è di 1400 $m$, corrispondente a 3800 metri equivalenti d'acqua. Il flusso residuo di muoni è di 1.16 $h^{-1}$ $m^{-2}$ ($\sim 25$ $d^{-1}m^{-2}$), mentre gli elementi

Figura 4.2: Disegno dei Laboratori sotterranei del Gran Sasso: le varie hall sono tra loro collegate tramite tunnel.

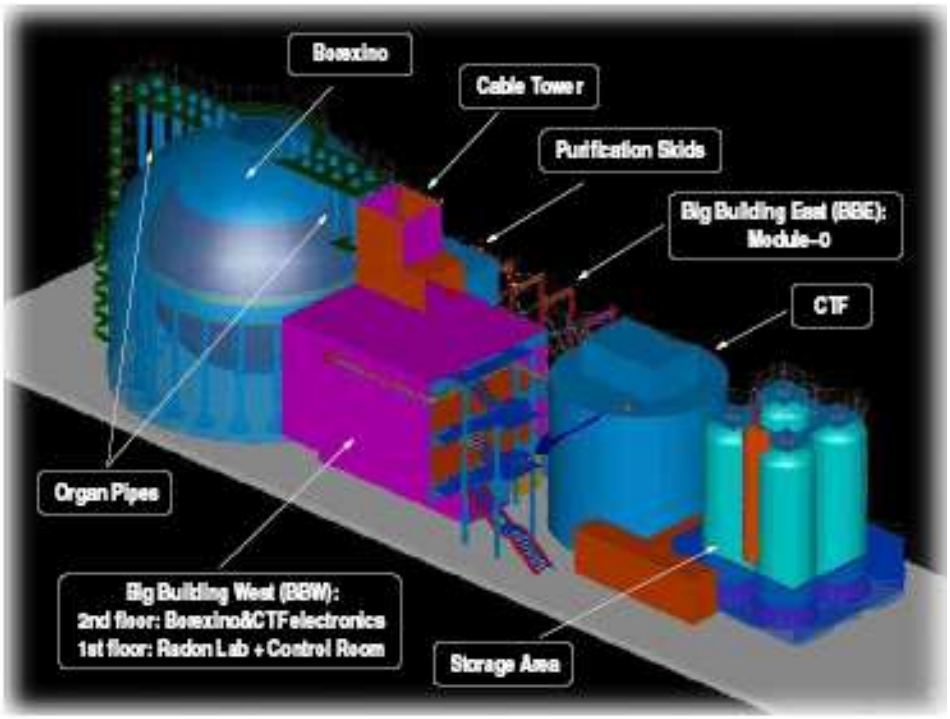



Figura 4.3: Intero complesso dell'esperimento Borexino nella hall C dei Laboratori Nazionale del Gran Sasso.

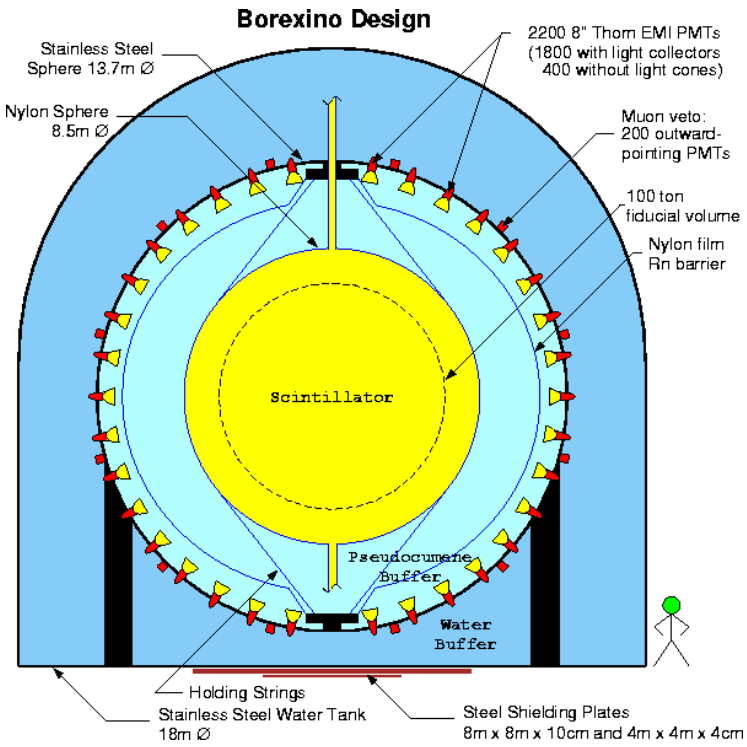



Figura 4.4: Schema del rivelatore Borexino.

radioattivi nella roccia delle hall producono un flusso di raggi $\gamma$ di $\sim 10^8\ d^{-1}m^{-2}$ [46].
Lo schema del rivelatore è mostrato in Figura 4.4.
Il rivelatore è stato progettato in modo da schermare la regione più interna dal fondo esterno (essenzialmente raggi $\gamma$ e neutroni) attraverso una serie di protezioni concentriche costituite da strati di materiale di crescente radiopurezza.
L'intero complesso può essere distinto in due rivelatori: rivelatore esterno (OD) e rivelatore interno (ID).

## Il rivelatore esterno (OD)

Il rivelatore esterno ha la principale funzione di riconoscere e vetare i muoni cosmici; esso è costituito dai seguenti componenti:

- **Acqua di schermo e serbatoio dell'acqua**: è il sistema di contenimento globale del rivelatore ed è costituito da una tanica esterna di forma cilindrica con un diametro di 18 $m$ e un'altezza di 16.7 $m$. L'acqua deionizzata in essa contenuta provvede uno schermo di 2 $m$ di spessore contro i $\gamma$ e i neutroni provenienti dall'esterno. Per aumentare l'efficienza di rivelazione dei raggi cosmici, la parete interna della tanica è ricoperta da fogli di *Tyvek*, che riflettono la luce Čerenkov irraggiata dai raggi cosmici nell'attraversare l'acqua;

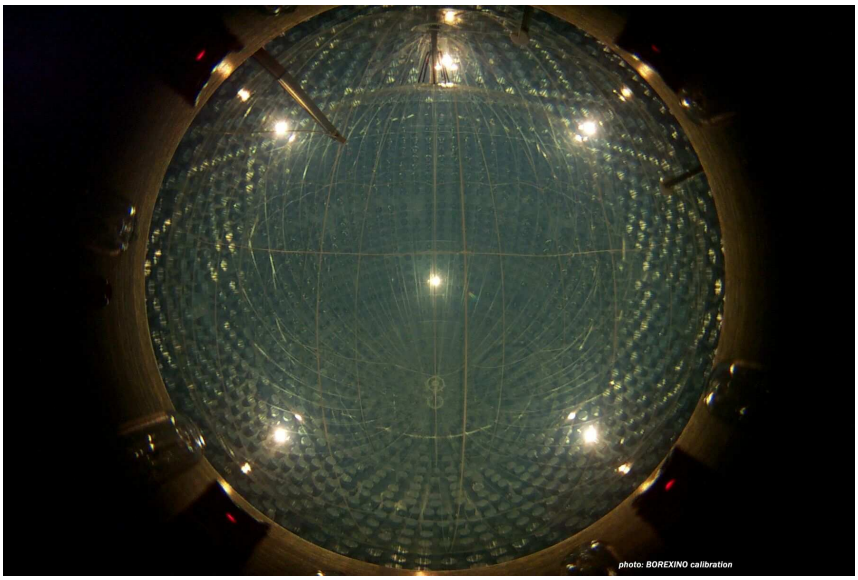



Figura 4.5: Interno del rivelatore Borexino appena completato il riempimento con PC (15 maggio 2007).

.

- **Muon veto**: il sistema di identificazione e rigetto dei muoni cosmici è costituito da 210 fotomoltiplicatori montati sulla parte esterna della *sfera di acciaio inossidabile (SSS)* (vedi sotto) che hanno lo scopo di rivelare la luce Čerenkov prodotta dai muoni che attraversano l'acqua di schermo, sia diretta che riflessa dai fogli di *Tyvek*.

## Il rivelatore interno (ID)

L'ID è costituito dai seguenti componenti:

- **Sfera di acciaio inossidabile (SSS)**: lo scintillatore e il liquido di schermo sono contenuti in una sfera di acciaio inossidabile di 13.7 $m$ di diametro e spessa $8 \div 10$ $mm$. La sfera funge anche da struttura di supporto per i fotomoltiplicatori (PMT), come mostrato in Figura 4.4; la $SSS$ è sostenuta mediante un sistema di "gambe", che la ancorano alla struttura più esterna. Essa divide ermeticamente il guscio sferico esterno di 2 $m$ di raggio, contenente l'acqua ultrapura, dallo scintillatore interno;

- **Fotomoltiplicatori e concentratori ottici**: i 2212 fotomoltiplicatori ($PMT$) di Borexino sono stati prodotti dalla ETL e hanno un fotocatodo di 20 $cm$ di diametro. Essi sono montati sulla superficie interna della sfera di acciaio inossidabile ($SSS$). Ciò significa che la parte anteriore dei PMT è immersa in

Pseudocumene (del *buffer* - vedi sotto), mentre la parte posteriore in acqua (della tanica): questo ha richiesto che i PMT venissero incapsulati, in modo da evitare possibili infiltrazioni. La sigillatura è stata progettata in modo da essere compatibile per l'utilizzo dei dispositivi sia in PC che in acqua.
Le richieste che i PMT di Borexino devono soddisfare sono:

- il vetro del fotocatodo deve essere a bassa radioattività; in particolare le concentrazioni di elementi radioattivi sono: $3{\cdot}10^{-8}\ g/g$ di $^{238}U$, $1{\cdot}10^{-8}\ g/g$ di $^{232}Th$ e $2 \cdot 10^{-5}\ g/g$ di $^{40}K$; nonostante queste concentrazioni siano circa un decimo di quelle che si trovano in un vetro normale, il vetro del fotocatodo è la maggior sorgente di $\gamma$ esterni;
- il *time jitter*[1] deve essere dell'ordine del $ns$, cioè inferiore al tempo di emissione di $PC + PPO$ ($\tau = 3.5\ ns$) in modo da garantire una buona risoluzione nella ricostruzione spaziale dell'evento;
- i PMT devono avere un'alta *efficienza quantistica (QE)* ($> 21\%$); la $QE$ dei fotomoltiplicatori di Borexino è di circa il 31% per $\lambda = 360\ nm$;
- il *dark rate* dev'essere estremamente basso ($< 20\ kHz$), in modo da minimizzare il rumore.

1800 fototubi sono dotati di concentratori ottici per aumentare la copertura geometrica di $\sim 30\%$; i rimanenti 400 (senza concentratori ottici) sono dedicati al sistema interno di *muon veto*, progettato per rivelare i muoni che attraversano il liquido di *buffer*. Il suo funzionamento si basa sul fatto che i muoni che generano un evento depositano la loro energia nel liquido di schermo; poiché i fotomoltiplicatori senza concentratore sono più sensibili alla luce proveniente dal *buffer*, i $\mu$ sono caratterizzati da segnale raccolto prevalentemente da questi fototubi rispetto a quelli dotati di concentratore. Il sistema completo di *muon veto* permette di ridurre il fondo di muoni di un fattore $10^4$;[2]

- **Liquido di schermo** (*buffer*): il Vessel che contiene l o scintillatore (vedi sotto) è inserito in un liquido di schermo che protegge lo scintillatore dal fondo esterno. Per ridurre la spinta di Archimede sull'*Inner Vessel*, si è scelto come liquido lo Pseudocumene stesso che, come descritto sotto, costituisce il solvente della miscela prescelta per lo scintillatore; tale soluzione risulta vantaggiosa anche perchè previene il problema della riflessione totale in prossimità della superficie di separazione tra *buffer* e regione interna, garantendo che entrambi abbiano lo stesso indice di rifrazione. La massa totale del liquido di schermo è di $\sim 1040\ t$. Per ridurre la luce di scintillazione prodotta dai raggi $\gamma$ provenienti dal fondo esterno, nel *buffer* è stato aggiunto un *quencher* di luce, il composto DMP (dimethylphtalate), con una concentrazione di $5\ g/l$ [47];

[1] Il *time jitter* è la dispersione che intercorre tra l'arrivo del fotone al fotocatodo e l'emissione del segnale elettrico dei PMT.

[2] Borexino viene quotidinamente "attraversato" da circa 4000 $\mu$.

| **Caratteristiche generali** | |
|---|---|
| Massa totale | $\sim 278.3\ t$ (in una sfera di diam. 8.5 $m$) |
| Massa del volume fiduciale | $100\,t$ (sfera "software" di diam. 6 $m$) |
| Densità | $0.88\ g/cm^3$ |
| **Caratteristiche ottiche** | |
| Resa di luce | $\sim 10^4\ fotoni/MeV$ (@380 $nm$) |
| Massimo di emissione | 365 $nm$ |
| Lunghezza di attenuazione | $\geq 5\ m$ (@430 $nm$) |
| Tempo di decadimento senza ass/riem | $\sim 3.5\ ns$ (particelle $\beta$) |
| Discriminazione $\alpha/\beta$ (campioni $\leq 1\ l$) | 98% identif. $\beta \rightarrow$ 99.7% identif. $\alpha$ |
| Discriminazione $\alpha/\beta$ (campione $\simeq 5\ m^3$) | 93% identif. $\beta \rightarrow$ 89% identif. $\alpha$ |
| **Caratteristiche fisiche** | |
| Quenching per le $\alpha$ $(E)$ | $Q(E) = 20.3 - 1.3\ E\ [MeV]$ |

Tabella 4.1: Caratteristiche principali dello scintillatore liquido di Borexino.

- **Inner Vessel (IV) e Barriera per il Radon**: l'Inner Vessel è la sfera di nylon di 8.5 $m$ di diametro che contiene la miscela di scintillatore. È costituita da uno strato di nylon trasparente di spessore 125 $\mu m$; è ancorato alla struttura del rivelatore attraverso un sistema di tiranti, la cui tensione può essere monitorata in modo da tenerne sotto controllo la spinta di Archimede e la stabilità meccanica. Un secondo strato di nylon è installato all'esterno del precedente (11 $m$ di diametro) con lo scopo di ridurre la diffusione di radon verso l'interno del rivelatore, emanato dall'acciaio della sfera (SSS) o da altri materiali;

- **Scintillatore liquido**: la miscela prescelta è composta da Pseudocumene come solvente (PC, 1,2,4-trimethylbenzene, $C_6H_3(CH_3)_3$) e da PPO in soluzione come fluoro (2,5-diphenyloxazole, $C_{15}H_{11}NO$), in una concentrazione di 1.5 $g/l$; le sue principali caratteristiche sono riportate nella tabella 4.1 e una descrizione del meccanismo di scintillazione è riportata nel Paragrafo 4.3.
  Per eliminare il fondo esterno, solo 100 $t$ di scintillatore (selezionate attraverso un taglio "software"), corrispondenti al *volume fiduciale (FV)*, vengono utilizzate come bersaglio; le rimanenti 190 $t$ di scintillatore vengono usate come schermo attivo. In Figura 4.5 è mostrato l'interno del rivelatore all'indomani del completo riempimento con PC (15 Maggio 2007)[3].

Per completare il quadro, Borexino è affiancato da una serie di sistemi ausiliari:

- *impianto di purificazione dell'acqua*, che soddisfa alle richieste di avere 2000 $t$ di acqua ultra-pura ($\sim\ \mu Bq/kg$) tramite un sistema di purificazione a step;

[3]Prima di esser riempito con lo scintillatore, Borexino è stato riempito con acuqa; il riempimento con PC è avvenuto gradualmente dall'alto mentre l'acqua veniva estratta dal basso del rivelatore.

| **Isotopo** | **Sorgente** | **Tipica concentraz.** | **Livello tollerabile** |
|---|---|---|---|
| $^{14}C$ | radiogenico (giacimenti petroliferi) | $1.2 \cdot 10^{-12}$ $g/g$ (in materiali organici) | $3 \cdot 10^{-18}$ $g/g$ |
| $^{7}Be$ ($\tau \simeq 53$ $d$) | radiogenico | $3 \cdot 10^{-2}$ $Bq/t$ (sulla superficie) | $2 \cdot 10^{-7}$ $Bq/t$ |
| $^{222}Rn$ ($\tau \simeq 53$ $d$) | aria, emanazione dai materiali | 150 $Bq/m^3$ | 0.1 $\mu Bq/m^3$ ($PC$) 1 $mBq/m^3$ ($H_2O$) |
| $^{238}U$, $^{232}Th$ | polveri | $2 \cdot 10^{-5}$ $g/g$ (polvere) | $< 10^{-16}$ $g/g$ in $PC$ |
| $^{40}K$ | polveri, contaminanti nel fluoro | $2 \cdot 10^{-6}$ $g/g$ (polvere) | $< 10^{-14}$ $g/g$ in $PC$ |
| $^{39}Ar$, $^{85}Kr$ | aria | 1 $Bq/m^3$ (aria) | 0.1 $\mu Bq/m^3$ in $PC$ |

Tabella 4.2: Livelli di radiopurezza richiesti in Borexino.

- *sistema di stoccaggio dello scintillatore*: è costituito da 4 taniche che possono contenere fino a 100 $t$ di pseudocumene l'una ed è stato utilizzato per contenere le 300 $t$ di scintillatore prima del riempimento;

- *sistema di purificazione dello scintillatore*: la purificazione dello scintillatore si è raggiunta con un sistema complesso che, tramite operazioni quali la distillazione, l'*estrazione dell'acqua*, lo *stripping* dell'azoto e la microfiltrazione, ha permesso di ridurre le impurezze ioniche e i contaminati gassosi presenti nello scintillatore;

- *sistema di distribuzione dell'azoto*: si trova nel tunnel principale dei Laboratori, vicino all'ingresso della Hall C; è ampiamente usato da Borexino per operazioni quali il lavaggio di tubi e vessel o il copertaggio delle taniche riempite di liquido;

- *sistema di acquisizione dei dati*: vedi Capitolo 5.

All'inizio del 1995 è cominciata la costruzione di un prototipo del rivelatore con dimensioni ridotte, il cosiddetto Counting Test Facility (CTF) per testare la realizzabilità di Borexino stesso. CTF è stato progettato per la spettroscopia di $^{238}U$, $^{232}Th$, $^{14}C$ e per lo studio della risposta ottica di un grande volume di scintillatore liquido. Esso è collocato vicino a Borexino nella hall C al Gran Sasso, contiene una massa di scintillatore liquido organico pari a $\sim 4$ $t$ all'interno di un *Inner Vessel* di 2 $m$ di diametro e la sua struttura e il suo funzionamento sono simili a quelli del rivelatore più grande.

### 4.2.1 Le sorgenti di fondo in Borexino

Non potendo avere una segnatura evento per evento per eventi di neutrino, è necessario che il tasso dei conteggi di fondo sia confrontabile a quello di segnale di neutrino. Tutta la progettazione dell'esperimento Borexino si è basata appunto sulla necessità di rivelare eventi rari di bassa energia, riducendo al minimo il fondo, sia esterno che intrinseco al rivelatore.
Le sorgenti di fondo vengono distinte in quattro categorie:

- fondo interno;
- fondo superficiale;
- fondo esterno;
- fondo indotto da muoni.

## Il fondo interno

Per fondo interno si intende il fondo intrinseco dello scintillatore liquido. Le principali sorgenti di tale fondo (elencate in Tabella 4.2) sono:

- $^{14}C$ ($t_{1/2} = 5730\ y$): questo isotopo è prodotto sulla superficie terrestre tramite la reazione $n + {}^{14}N \rightarrow p + {}^{14}C$, portando ad un'abbondanza relativa rispetto al $^{12}C$ di circa $1.2 \cdot 10^{-12}\ g/g$ nella materia organica. Nei depositi petroliferi, il contributo di $^{14}C$ è in parte decaduto, a seconda dell'età di formazione del deposito stesso. La scelta dello scintillatore per Borexino è stata dettata dalla necessità di avere un livello di $^{14}C$ più basso possibile ($3 \cdot 10^{-18}\ g/g$), dato che non è possibile rimuoverlo tramite processi di purificazione.
  Le particelle $\beta$ ($Q = 0.156\ MeV$) emesse dal decadimento del $^{14}C$ fissano la soglia energetica inferiore dell'esperimento a $\sim 0.250\ MeV$[4]. Nonostante ciò, alcuni eventi di $^{14}C$ possono cadere nella **Finestra di neutrino (NW)** ($0.25 - 0.8\ MeV$), a causa della risoluzione energetica del rivelatore.
  Un altro problema è rappresentato dai cosiddetti eventi di *pile-up* [5]; a causa delle possibili difficoltà nel separare via software due eventi molto vicini nel tempo ($\tau \leq 100\ nsec$), questa coppia di eventi può essere confusa con un evento singolo ad energia maggiore;

- $^{238}U$, $^{232}Th$ e $^{40}K$: la radioattività intrinseca dello scintillatore è dovuta specialmente ai radioisotopi che appartengono alle catene naturali di $^{238}U$ e $^{232}Th$ (vedi Appendice A). Assumendo l'equilibrio secolare, Borexino può tollerare livelli di $U$ e $Th$ inferiori a $10^{-16}\ g/g$ e $10^{-14}\ g/g$ per $K$; con questi livelli di

[4]Notiamo che è la presenza della soglia energetica dovuta al $^{14}C$ che riduce le possibilità che Borexino possa rivelare i neutrini da *p-p*.

[5]Il pile-up è un evento coincidente composto da due decadimenti di $^{14}C$ ricostruiti nel volume fiduciale

radiopurezza, considerando il volume fiduciale di $\sim 100\ t$, nella NW cadono $\sim 26$ eventi al giorno di tipo $\beta + \gamma$ e $\sim 122$ di tipo $\alpha$ nel volume fiduciale di $\sim 100\ t$.
La possibilità di raggiungere un tale valore di radiopurezza era stata dimostrata nelle misure prese in CTF. La concentrazione di $^{238}U$ misurata in Borexino risulta essere $\sim 1.6 \cdot 10^{-17}\ g/g$, mentre quella del $^{232}Th$ circa $6.8 \cdot 10^{-18}\ g/g$: sono quindi entrambe due ordini di grandezza minore delle aspettative;

- $^{222}Rn$ ($\tau = 3.8\ d$): il radon è un gas nobile prodotto nella catena dell' $^{238}U$, caratterizzato da un grande coefficiente di diffusione in aria e attraverso vari materiali. La contaminazione da radon può avvenire dal contatto diretto con l'aria o attraverso l'emissione da materiali ambientali. Nella Hall C dei LNGS l'attività de Rn è di circa 30 $Bq/m^3$ per cui va evitato ogni tipo di contatto tra aria e scintillatore. Per ridurre possibili contaminazioni è stata realizzata una rigida selezione di materiali coinvolti nella costruzione del rivelatore attraverso nuove tecniche di misura dell'emissione del radon;

- $^{210}Po$ ($\tau \simeq 138.4\ d$): appartiene alla catena dell' $^{238}U$ e decade $\alpha$ in $^{206}Pb$ con energia di 5.3 $MeV$; a causa del quenching delle particelle $\alpha$, esso viene ricostruito nella $NW$ cone energia di circa 350 $keV$. In Borexino la concentrazione di $^{210}Po$ è inaspettatamente alta ed esso risulta non essere in equilibrio secolare con la catena dell' $^{238}U$;

- $^{85}Kr$ ($\beta^-$, $Q = 690\ keV$, $t_{1/2} = 10.7\ y$), $^{39}Ar$ ($\beta^-$, $Q = 570\ keV$, $t_{1/2} = 269\ y$): questi rari radioisotopi da gas sono molto meno abbondanti nell'atmosfera rispetto al radon: nella hall C risultano avere attività rispettivamente di 1.1 $Bq/m^3$ e 13 $mBq/m^3$. Entrambi i nuclidi sono cruciali per l'esperimento, a causa del loro lungo tempo di vita e dell'emissione di particelle $\beta$, che cadono nel range di energia del segnale di neutrino.

## Il fondo superficiale

Qualunque contaminazione, intrinseca o acquisita, della membrana di nylon dell'*Inner Vessel*, che è l'unico materiale in diretto contatto con lo scintillatore, si definisce *fondo superficiale*. Per limitarne l'intensità, il trasporto e l'assemblaggio del vessel di nylon sono stai eseguiti con stringenti richieste di radiopurezza. Il principale fondo superficiale è costituito dal $^{208}Tl$ (dalla catena del $^{232}Th$) che emette $\beta$ (1.8 $MeV$)+ $\gamma$ (2.6 $MeV$).

## Il fondo esterno

Ogni sorgente di radiazione esterna all'*Inner Vessel* che possa depositare energia nello scintillatore è considerata *fondo esterno*. Esso è fondamentalmente costituito

dai raggi $\gamma$ prodotti all'esterno del rivelatore e che riescono a raggiungere lo scintillatore. Le principali sorgenti sono: i fotomoltiplicatori e i concentratori ottici, le pareti di roccia della Hall sperimentale e i materiali delle strutture che compongono il rivelatore.
In ogni caso, la restrizione al Volume Fiduciale in fase di analisi permette di eliminare il fondo esterno.

## Fondo indotto dai muoni cosmici

Un'altra significativa fonte di fondo per Borexino è dovuta al flusso residuo di muoni che superano la barriera rocciosa sovrastante i Laboratori sotterranei. Il flusso stimato di muoni a questa profondità è di 1.16 $h^{-1}$ $m^{-2}$ e questo tasso contribuisce significativamente al rate totale di Borexino: in media vengono misurati circa 4000 $\mu/d$.[6]
I muoni che attraversano lo scintillatore sono facilmente rigettati in quanto vengono identificati dall'enorme quantità di luce emessa in corrispondenza del loro passaggio, rispetto a quella che si ha per eventi di neutrino. Ciononostante, le interazioni di muone possono simulare eventi di neutrino nei seguenti casi:

1. **muoni che attraversano il buffer**: se i muoni interagiscono nel liquido esterno all'IV, emettono luce per effetto Čerenkov; in questo modo, parte della luce prodotta può essere rivelata dai fotomoltiplicatori simulando un evento di scintillazione. Il *muon veto* ha lo scopo di individuare tali muoni dando un'apposita *flag* a tali eventi in modo che possano essere rigettati in fase di analisi;

2. **produzione di isotopi radioattivi (cosmogenici)**: le interazioni dei muoni nello scintillatore possono generare elementi radioattivi, anche se l'assenza di isotopi piú pesanti del carbonio nello scintillatore limita il problema della radioattività cosmogenica. I possibili prodotti cosmogenici dei muoni sono elencati in Tabella 4.3, con relativi tempi di dimezzamento, modi ed energie di decadimento, sezioni d'urto e rate attesi per muoni da 190 $GeV$, come ottenuto da un esperimento al CERN [51]. Il più pericoloso per la rivelazione dei neutrini da $^7Be$ è il $^7Be$ che decade, con un tempo di dimezzamento di $t_{1/2} = 53.3\ d$, per cattura elettronica ($EC$) seguito da un $\gamma$ di energia $E_\gamma = 478\ keV$, che cade nella $NW$. Dato il bassissimo tasso di produzione di $^7Be$ nei laboratori sotterranei ($\sim 0.4$ atomi al giorno in 100 $t$ di scintillatore [51]), la soluzione migliore per poterla ridurre è stata minimizzare l'esposizione dello scintillatore ai raggi cosmici durante il trasporto (durato in media 2 giorni) in modo da evitare la generazione di $^7Be$ fuori dai laboratori.

[6] Il flusso di muoni è stato misurato dall'esperimento MACRO nel 1990 e corrisponde a $(1.16 \pm 0.09)\ h^{-1}\ m^{-2}$ [48]. Il valore attualmente misurato da Borexino è $(1.19 \pm 0.03)\ h^{-1}\ m^{-2}$, compatibile col precedente entro l'errore [49].

| **Isotopo** | $\tau_{1/2}$ | **Q (MeV)** | **Decad.** | $\sigma$ ($\mu barn$) | **Rate (*cpd*/100 *t*)** |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{12}B$ | 0.02 $s$ | 13.4 | $\beta^-$ | | |
| $^{11}Be$ | 13.80 $s$ | 11.5 | $\beta^-$ | $< 2.34$ | $< 0.034$ |
| $^{11}Li$ | 0.09 $s$ | 20.8 | $\beta^-$ | | |
| $^{9}Li$ | 0.18 $s$ | 13.6 | $\beta^-$ | $< 2.12 \pm 0.35$ | $< 0.034$ |
| $^{8}Li$ | 0.84 $s$ | 16.0 | $\beta^-$ | | |
| $^{8}He$ | 0.12 $s$ | 10.6 | $\beta^-$ | $< 2.12 \pm 0.35$ | $< 0.034$ |
| $^{6}He$ | 0.81 $s$ | 3.5 | $\beta^-$ | $16.02 \pm 1.6$ | $0.26 \pm 0.03$ |
| $^{11}C$ | 20.38 $min$ | 2.0 | $\beta^+$ | $905 \pm 58$ | $14.55 \pm 1.49$ |
| $^{10}C$ | 19.30 $s$ | 3.6 | $\beta^+$ | $115.4 \pm 14.6$ | $1.95 \pm 0.21$ |
| $^{9}C$ | 0.13 $s$ | 16.5 | $\beta^+$ | $4.83 \pm 1.51$ | $0.077 \pm 0.025$ |
| $^{8}B$ | 0.77 $s$ | 18.0 | $\beta^+$ | $7.13 \pm 1.46$ | $0.11 \pm 0.02$ |
| $^{7}Be$ | 53.3 $d$ | 0.9 | $\beta^+$ | $230 \pm 23$ | $0.34 \pm 0.04$ |

Tabella 4.3: Fondo cosmogenico atteso in Borexino per muoni da 190 $GeV$ [51].

Invece, i nuclei cosmogenici con energia maggiore di 3 $MeV$ sono sorgenti di fondo per la rivelazione dei neutrini da $^8B$ (vedi Capitolo 9);

3. **produzione di neutroni**: i muoni possono produrre neutroni tramite interazione coi diversi materiali del rivelatore; i neutroni vengono poi catturati dai protoni con emissione di un $\gamma$ da 2.26 $MeV$. Se tale cattura avviene nel *buffer*, parte dell'energia del $\gamma$ può raggiungere il volume attivo dello scintillatore simulando un evento di scintillazione nella $NW$.

## 4.3 La scintillazione in scintillatori organici

Come più volte ripetuto, Borexino utilizza un particolare scintillatore organico come materiale sensibile. Il meccanismo di scintillazione in materiali organici si spiega considerando tre aspetti principali:

1. la struttura dei livelli energetici molecolari;
2. la popolazione di tali stati in seguito al deposito di energia nello scintillatore;
3. le interazioni che avvengono a livello molecolare tra l'eccitazione e l'emissione di luce.

In particolare l'ultimo punto determina il profilo temporale degli impulsi e la resa di luce, parametri fondamentali in quanto influenzano le risoluzioni spaziale ed energetica del rivelatore e i meccanismi di riconoscimento delle particelle.

Gli scintillatori organici sono composti aromatici di molecole planari, formati principalmente da anelli benzenici collegati. Una caratteristica fondamentale della

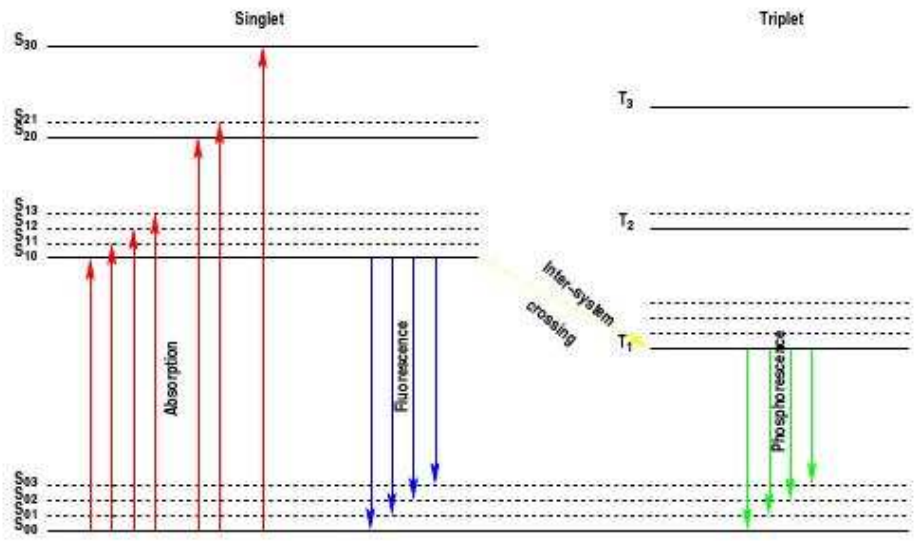



Figura 4.6: Livelli energetici degli elettroni $\pi$ in una molecola di scintillatore organico.

.

struttura mlecolare è la presenza di legami fra atomi di Carbonio in cui due o tre dei quattro elettroni di valenza sono fortemente localizzati in prossimità di un atomo, formando i cosiddetti *legami* $\sigma$, mentre i rimanenti elettroni di valenza sono delocalizzati nella molecola e occupano gli orbitali $\pi$, che si estendono al di sotto e al di sopra del piano molecolare.

La configurazione fondamentale è uno stato di singoletto $S_0$ i cui gli spin degli elettroni $\pi$ sono accoppiati; ad ogni livello $\pi$ è associata una banda di sottostati vibrazionali, solitamente indicati con un secondo pedice; ad esempio, con $S_{00}$ si indica il livello vibrazionale più basso, cioè ad energia minore, dello stato fondamentale.

## Meccanismi di emissione di fotoni

L'assorbimento dell'energia cinetica depositata da una particella ionizzante che attraversi lo scintillatore comporta un'eccitazione del sistema, ovvero una transizione degli elettroni dal livello $S_{00}$ ai livelli vibrazionali degli stati elettronici di energia maggiore: $S_{00} \rightarrow S_{ij}$. A questo punto, gli stati elettronici eccitati di singoletto (cioè a Spin 0) a energia maggiore, si diseccitano velocemente ($\tau \sim ps$) negli stati $S_{1j}$ attraverso fenomeni di conversione interna non radiativi. Anche i livelli vibrazionali eccitati di $S_1$, tendono a diseccitarsi rapidamente.
Quindi l'effetto netto del processo di assorbimento negli scintillatori organici è la

produzione quasi immediata di molecole eccitate nello stato $S_{10}$, che può essere riassunto in:

$$S_{00} \longrightarrow S_{10}$$

Una schematizzazione dei livelli energetici degli elettroni $\pi$ in una molecola di scintillatore organico è mostrata in Figura 4.6.

La principale componente dello spettro di emissione è la **fluorescenza**, che è la componente *veloce*. In questo caso i fotoni sono emessi nelle transizioni tra lo stato $S_{10}$ e uno dei livelli vibrazionali dello stato fondamentale $S_0$.
Se indichiamo con $\tau$ il tempo di decadimento dello stato $S_{10}$, l'intensità dell'emissione luminosa dovuta alla fluorescenza dopo un tempo $t$ è data da:

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \tag{4.3}$$

In molti scintillatori organici $\tau$ è dell'ordine di pochi ***ns*** e la fluorescenza è quindi piuttosto veloce.
Inoltre lo spettro di fluorescenza giace prevalentemente a lunghezze d'onda maggiori della soglia di assorbimento corrispondente alla transizione $S_0 \longrightarrow S_{10}$ e quindi lo scintillatore risulta altamente *trasparente* alla propria emissione.

Invece, mediante una transizione chiamata *inter-system crossing*, alcuni stati eccitati di singoletto possono essere convertiti in stati di tripletto (Spin = 1), indicati con $T_{1j}$. La vita media del primo stato elettronico $T_1$ di tripletto è molto maggiore di quella dello stato $S_1$ ($\tau \sim ms$): ne segue che l'emissione della luce causata dalla diseccitazione $T_1 \rightarrow S_1$ è ritardata. Questo tipo di emissione è chiamata **fosforescenza** e avviene a lunghezze d'onda maggiori rispetto alla fluorescenza.

Infine, lo stato di tripletto può decadere tramite il processo di annichilazione in cui due stati eccitati $T_1$ danno luogo ad uno stato di singoletto $S_1$ su una scala di tempo di qualche ordine di grandezza maggiore della vita media di fluorescenza; il successivo decadimento dello stato $S_1$ dà così origine ad una componente addizionale detta di **fluorescenza ritadata** che ha uno spettro identico a quello della fluorescenza, ma senza andamento esponenziale e con tempi di diseccitazione molto più lunghi.

In particolare, nel caso di Borexino, l'eccitazione delle molecole di $PC$ (solvente) che segue la ionizzazione viene trasferita in modo non radiativo al $PPO$ (soluto) che scintilla con un tempo di decadimento di 1.6 $ns$. L'impulso di scintillazione risulta così avere un tempo caratteristico di 3.5 $ns$. La mistura $PC+PPO$, risulta avere un *Light Yield (LY)* di circa 10000 $fotoni/MeV$ e il segnale di scintillazione è emesso nella banda ottica centrata intorno a 360 $nm$, come evidente in Figura 4.7; a questa lunghezza d'onda, la lunghezza di attenuazione nello scintillatore è di circa 7 $m$ [45].

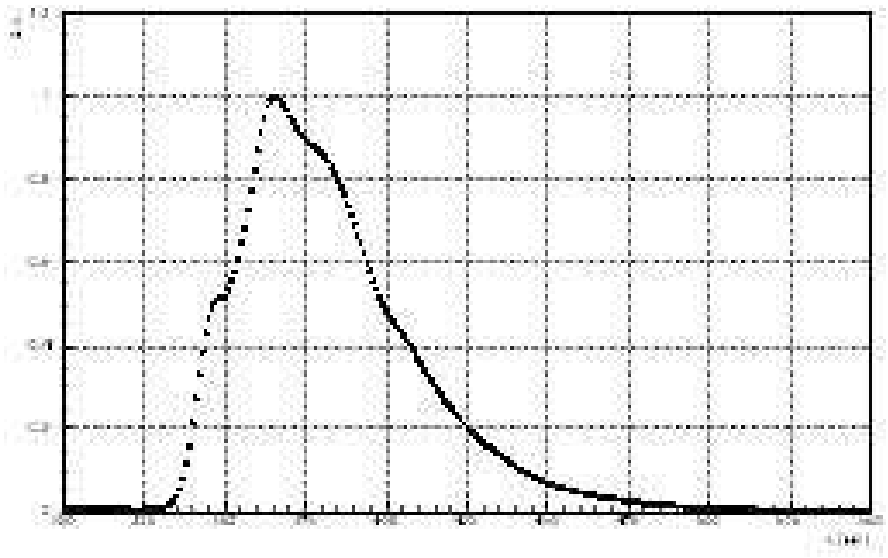


Figura 4.7: Spettro di emissione dello scintillatore usato da Borexino ($PC + PPO$) [52]. In ascissa è rappresentata la lunghezza d'onda $\lambda$ in $nm$, mentre in ordinata l'unità di misura è arbitraria.

.

## Efficienza di scintillazione e formula di Birks

Definiamo *efficienza di scintillazione* $\eta$ la frazione di energia depositata dalla particella ionizzante incidente che è convertita in segnale luminoso. Negli scintillatori organici tale frazione è molto piccola, circa il 5%. L'energia rimanente viene dissipata in processi di diseccitazione non radiativi a cui ci si riferisce col nome di **quenching**.
In generale, l'efficienza $\eta$ è indipendente dall'energia, per cui la luce emessa dipende *linearmente* dall'energia iniziale della particella.
La risposta degli scintillatori organici alle particelle cariche può esser ben descritta dalla *formula di Birks*, che lega l'energia di fluorescenza emessa per unità di percorso, $\frac{dL}{dx}$, alla perdita di energia specifica, $\frac{dE}{dx}$.
Tale formula si basa sul'assunzione che in *assenza di quenching*, la luce emessa sia proporzionale all'energia persa:

$$\frac{dL}{dx} = \eta \frac{dE}{dx} \tag{4.4}$$

In realtà l'efficienza di scintillazione dipende sia dal tipo di particella incidente che dalla sua energia. Questo risulta evidente se si assume anche che il *quenching* sia causato da un'alta densità di ionizzazione lungo il percorso della particella che danneggia le molecole provocandone la diseccitazione in modo non radiativo, con la

conseguente diminuzione di $\frac{dL}{dx}$.
Si assume inoltre che la densità media $\rho$ di molecole danneggiate lungo il percorso della particella sia proporzionale alla densità di ionizzazione:

$$\rho = B\frac{dE}{dx}$$

dove $B$ è un'opportuna costante di proporzionalità. Secondo Birks, solo una frazione $k$ di tali molecole causa il *quenching*. Si ricava così dall'Eq. 4.4, la **formula di Birks**:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\eta\frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}} \tag{4.5}$$

Nel caso l'eccitazione sia causata da **elettroni veloci**, il $\frac{dE}{dx}$ è piccolo per un grande intervallo di valori di energia e l'Eq. 4.5 diventa:

$$\left.\frac{dL}{dx}\right|_e = \eta\frac{dE}{dx}$$

e quindi l'incremento di energia luminosa emessa per unità di energia persa è costante:

$$\left.\frac{dL}{dE}\right|_e = \eta$$

In questo caso, l'energia del segnale luminoso è direttamente proporzionale all'energia iniziale $E$ della particella incidente:

$$L = \int_0^E \frac{dL}{dE}dE = \eta E$$

Invece, per **particelle** $\alpha$, il $\frac{dE}{dx}$ è molto grande e l'Eq. 4.5 diventa:

$$\left.\frac{dL}{dx}\right|_\alpha = \frac{\eta}{kB}$$

Così l'energia del segnale luminoso non risulta direttamente proporzionale all'energia iniziale $E$.
Il valore di $kB$ si può determinare dal rapporto fra le due risposte dello scintillatore a particelle $\beta$ e $\alpha$:

$$kB = \left.\frac{dL}{dE}\right|_e \Big/ \left.\frac{L}{dx}\right|_\alpha .$$

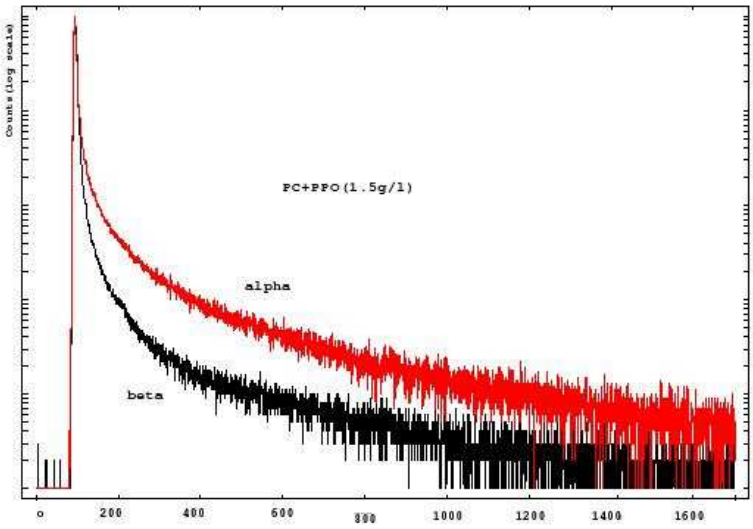



Figura 4.8: Evoluzione temporale dell'emissione di scintillazione per particelle $\alpha$ e $\beta$ nello scintillatore usato da Borexino ($PC+PPO$), come risulta da test in laboratorio. In ascissa è rappresentato il tempo in $ns$.

.

## Forma dell'impulso di scintillazione

Consideriamo ora l'*evoluzione temporale* del segnale luminoso.
Se si assume che gli stati luminescenti nelle molecole organiche si formino istantaneamente e che si osservi solo la fluorescenza (veloce), il profilo temporale del segnale luminoso è dato dall'Eq. 4.3.
In realtà, bisogna tener conto di due aspetti:

- il tempo finito $\tau_1$ richiesto per il popolamento degli stati luminescenti;
- la presenza delle due componenti lente della luminescenza (corrispondenti alla fluorescenza ritardata e alla fosforescenza).

In generale, $\tau_1 \simeq 0.5\ ns$; per sintillatori molto veloci, il tempo di decadimento $\tau$ è solo tre o quattro volte maggiore di $\tau_1$ per cui, per una descrizione precisa della forma dell'impulso, non si può trascurare $\tau_1$. Questo fa sì che il segnale abbia un tempo di salita finito.
Se si assume che il popolamento dei livelli eccitati della molecola sia descritto da una funzione gaussiana $f(t)$, l'evoluzione complessiva del segnale luminoso è data da:

$$I = I_0 f(t) e^{-t/\tau_1}. \tag{4.6}$$

Questo nel caso si consideri solo la componente dominante della luce di scintillazione emessa, cioè la fluorescenza.

La curva complessiva è data da una somma di esponenziali dovuti alle varie componenti della scintillazione. Il tempo di decadimento $\tau$ della componente veloce è dell'ordine del $ns$, mentre quello relativo alle componenti lente è dell'ordine delle centinaia di $ns$. La coda data dalle componenti a lunga vita media è poco importante, se non per una particolare proprietà: il peso relativo delle varie componenti dipende dal tipo di particella (in particolare $\alpha$ o $\beta$) che ha eccitato la molecola.
Si può quindi operare una **discriminazione di forma** relativamente alla coda dell'impulso luminoso, per distinguere il tipo di particella che ha depositato energia nello scintillatore: l'entità della componente lenta dipende principalmente dalla perdita specifica di energia $\frac{dE}{dx}$ della particella incidente e diventa rilevante solo per particelle con grande $\frac{dE}{dx}$.[7]
In Figura 4.8 è mostrata l'evoluzione temporale dell'emissione di scintillazione per particelle $\alpha$ e $\beta$ nello scintillatore usato da Borexino ($PC + PPO$).

[7] In generale per particelle con piccolo $\frac{dE}{dx}$ la componente veloce contribuisce all'impulso di scintillazione per il 90%, mentre la componente lenta solo per il 10%; nel caso di alto $\frac{dE}{dx}$ le percentuali diventano di circa 60% per la componente veloce e 40% per la componente lenta.

# Capitolo 5

# Acquisizione, ricostruzione e simulazione dei dati in Borexino

Il sistema di acquisizione dati di Borexino è stato progettato in modo da fornire per ogni evento due informazioni fondamentali ai fini della ricostruzione dei dati: carica e tempo di ciascun fotoelettrone. Infatti, ogni evento di scintillazione deve essere ricostruito in energia e posizione: la ricostruzione in energia è necessaria per l'analisi spettrale del segnale di neutrino, mentre la ricostruzione in posizione permette la definizione del Volume Fiduciale (vedi Capitolo 7).
La luce di scintillazione prodotta dagli eventi deve quindi essere rivelata con alta precisione:

- i fotoni emessi devono essere efficientemente raccolti e contati, dato che dal loro numero si ricava l'energia totale dell'evento;

- il tempo di arrivo ai fotomoltiplicatori di ogni fotone deve essere determinato con una precisione al livello del $ns$, per poter ricostruire con precisione la posizione dell'evento e per poter sfruttare le tecniche di discriminazione $\alpha - \beta$ a partire dalla forma dell'impulso.

Inoltre, è importante conoscere precisamente la differenza temporale tra due eventi consecutivi, che risulta fondamentale per poter applicare l'analisi delle coincidenze ritardate, tecnica utilizzata per l'identificazione del fondo radioattivo.
In questo capitolo descriverò brevemente il sistema di acquisizione dei dati e l'algoritmo di ricostruzione, con particolare riguardo al codice di ricostruzione spaziale su cui ho condotto degli studi nell'ambito del mio lavoro di tesi (vedi Capitoli 6 e 7); introdurrò anche la terminologia *software* che utilizzerò nei prossimi capitoli per riferirmi alle variabili fisiche di interesse.
Parlerò infine brevemente del codice di simulazione Monte Carlo, di cui ho fatto spesso uso in fase di analisi.

## 5.1 La catena elettronica

L'elettronica di Borexino è collocata al secondo piano dell'edificio *Big Building West* che si trova accanto al rivelatore (vedi Figura 4.3); qui arrivano i cavi provenienti dai fotomoltiplicatori (PMT), lungo i quali viaggia sia il segnale che la tensione di alimentazione.
L'elettronica di Borexino può essere divisa in due sotto-sistemi indipendenti:

1. sistema di *read-out* elettronico del rivelatore interno (ID), che ricordiamo essere composto da 2212 PMT montati sulla superficie interna della sfera di acciaio inossidabile ($SSS$), di cui 1828 dedicati alla rivelazione del neutrino e 384 (senza concentratori ottici) al sistema di *muon veto* interno (vedi Paragrafo 4.2);

2. sistema di *read-out* elettronico del rivelatore esterno (OD), costituito da 208 PMT montati sulla superficie esterna della $SSS$.

L'elettronica dell'ID, anche chiamata sistema *Laben*, comprende 14 *rack* identici che gestiscono ciascuno 160 fotomoltiplicatori, provvedendo alla distribuzione dell'alta tensione (HV) ai PMT, alla gestione e digitalizzazione del segnale analogico e al trasferimento dei dati al sistema di acquisizione (DAQ).
Ogni *rack* ospita (vedi Figura 5.1):

- un *patch panel* con le connessioni elettroniche tra i cavi dei PMT e l'elettronica analogica;

- un *fan-out* resistivo che distribuisce il segnale di prova e di calibrazione;

- un alimentatore a basso voltaggio per l'elettronica di *front-end*;

- 14 sommatori di alta energia;

- 14 schede di *front-end (FEB)* analogiche;

- 20 schede di *Laben* digitali;

- un *crate* C.A.E.N. di alta tensione (*HV power supply*), costituito da 7 schede di HV.

Invece, il sistema di *read-out* elettronico dell'OD costituisce un sistema indipendente formato da 2 *rack* dedicati, comprendenti:

- l'alimetatore di HV;

- 14 schede *front-end* analogiche;

- un TDC (*Time to Digital Converter*) commerciale a multi-hit.

Analizziamo brevemente i componenti principali del sistema di *read-out* elettronico. Per un'analisi dettagliata dell'argomento, si rimanda a [55], [53], [54], [52].

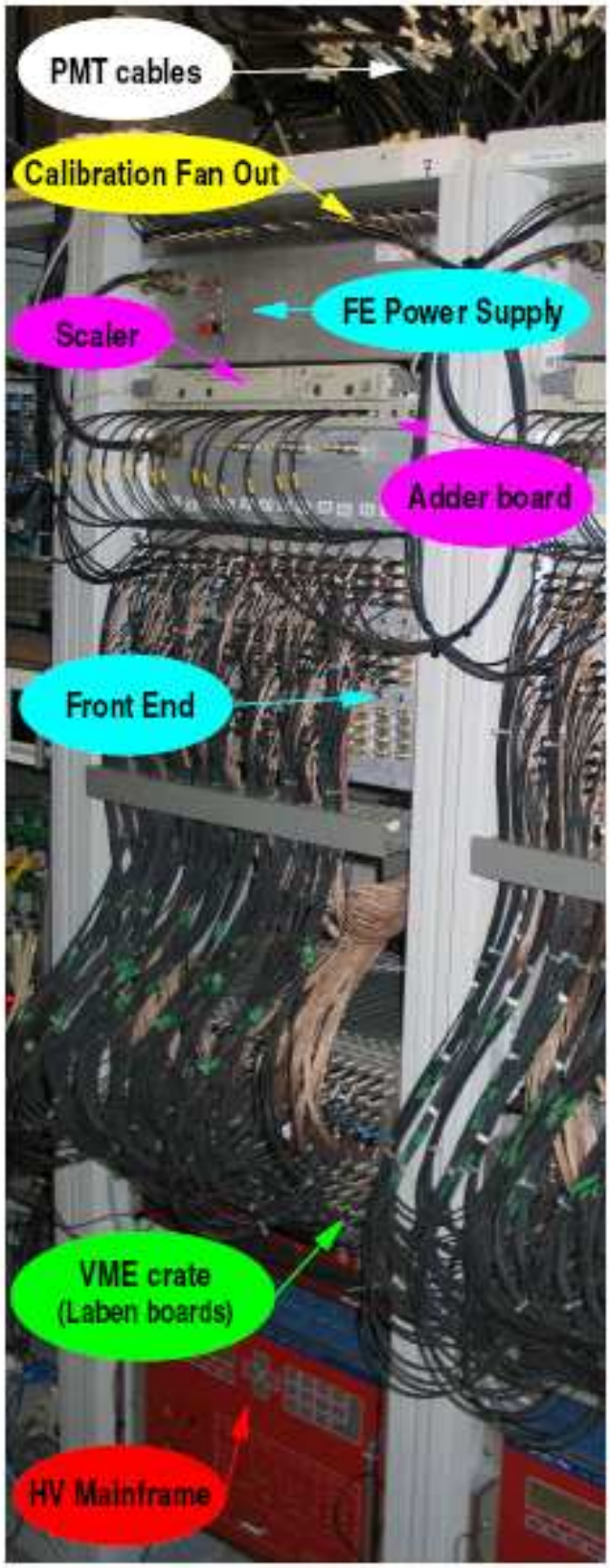



Figura 5.1: Struttura di un *rack* del rivelatore interno.

### 5.1.1 HV power supply

Ogni fotomoltiplicatore necessita di un'alimentazione di alta tensione di circa 1500 $V$. La tensione di alimetazione corretta è stata testata e stabilita singolarmente per ogni PMT prima del montaggio.
Gli alimentatori HV (uno per *rack*) producono l'alta tensione di alimentazione, che viene però distribuita ai PMT dai *front-end* (vedi sotto).

### 5.1.2 L'elettronica del rivelatore interno

La catena elettronica cui è collegato ogni fotomoltiplicatore, è costituita da due sistemi:

- Il circuito di *front-end (FE)*, dove avviene la gestione dei segnali analogici; per determinare l'energia e la posizione di un evento di scintillazione, devono esser misurati la carica e la distribuzione temporale di ogni fotoelettrone (*p.e.*). Per questo motivo, il circuito di *front-end* collegato a ciascun PMT produce due segnali analogici: uno integrato per la misura dell'energia e uno lineare per la misura del tempo.

- Il circuito digitale (*Laben*), che provvede alla digitalizzazione delle informazioni su tempo ed energia del *p.e.* provenienti dai *front-end*.

Prima di descrivere brevemente questi due circuiti, osserviamo che il numero di fotoelettroni raccolti da Borexino è circa 500 $p.e./MeV$, solitamente indicato come *Light Yield (LY)*; l'intervallo energetico interessante per l'esperimento si estende fra poche decine di $keV$ e qualche $MeV$. Borexino lavora quindi prevalentemente in regime di singolo fotoelettrone, anche se la probabilità di avere più di un *p.e.* in un dato PMT non è trascurabile nemmeno a basse energie.

**Circuito di Front-End (FE).** Le principali funzioni del circuito di FE sono:

- inviare al partitore di tensione dei PMT, tramite un cavo coassiale, l'HV fornita dall'alimentatore;

- disaccoppiare il segnale (proveniente dai PMT) dall'HV (inviata ai PMT), dato che entrambi viaggiano sul medesimo cavo coassiale; il segnale di singolo *p.e.* che arriva all'input dei *front-end* è un impulso con ampiezza di circa 15 $mV$ e larghezza di circa 15 $ns$; dopo il disaccoppiamento, il segnale negativo ha una forma bipolare con un *overshoot* (basso e lungo qualche $ms$) e area totale nulla;

- fornire due uscite per ciascun segnale proveniente dai PMT: una per il segnale di carica e una per il segnale di tempo. Il segnale di carica è costituito da una copia integrata dal segnale proveniente dal PMT, che restituisce appunto

l'informazione sulla carica e quindi sull'energia dell'evento; il segnale di tempo è invece una copia invertita e amplificata (di circa 20 volte) del segnale proveniente dal PMT, che restituisce l'informazione temporale dell'evento;

**Circuito digitale (Laben).** L'elettronica digitale dell'ID si occupa della conversione digitale delle informazioni analogiche, di tempo e carica, provenienti da ciascun canale di *front-end*.
Le schede digitali sono state sviluppate dalla società *Laben*, e vengono indicate come *schede Laben (Laben board)*. Ogni canale di una scheda Laben riceve in input due segnali dal *front-end*: quello temporale (copia amplificata del segnale proveniente dal PMT) e quello di carica (copia integrata in carica del segnale proveniente dal PMT).
Il segnale di tempo viene inviato ad un discriminatore a doppia soglia programmabile: il segnale passa solo se supera la soglia più alta (50 $mV$), ma l'informazione temporale è legata al superamento della soglia minore (20 $mV$); questa struttura particolare risponde alla richiesta di impedire il passaggio del *dark noise* e di minimizzare l'effetto di *amplitude walk*.
L'uscita del discriminatore è poi usata come trigger di un FADC a due input, che si occupa della digitalizzazione dei due segnali analogici di tempo e carica. Infatti, due canali del FADC agiscono in questo modo:

- il primo canale del FADC gestisce l'acquisizione dell'informazione temporale, provvedendo alla valutazione del tempo "fine" (*fine time*); infatti, l'informazione temporale del fotoelettrone si ottiene sommando il tempo "fine" al tempo "grezzo" (*coarse time*); in particolare il valore del *coarse time* è fornito da un contatore a 16 bit (*Gray counter*), pilotato da un orologio esterno a 20 $MHz$, mentre quello del *fine time* è fornito da un metodo di ricostruzione temporale che fa uso della generazione di un'onda triangolare a 10 $MHz$ sincrona con l'orologio a 20 $MHz$; la risoluzione complessiva è di circa 500 $ps$;

- il secondo canale del FADC gestisce la digitalizzazione della carica: esso campiona il segnale di carica tramite due impulsi, generati dal discriminatore, ritardati di 80 $ns$, che cadono esattamente sulla *baseline* e sul picco del segnale di carica, permettendone la misura dell'integrale.

Le informazioni di tempo e carica vengono temporaneamente immagazzinate in una memoria locale interna (FIFO: First In First Out), che può contenere al più 500 *hit*, ed è gestita da un DSP (*Digital Signal Processor*) che controlla lo stato degli 8 canali FIFO in attesa di eventuale trigger. In assenza di trigger, i dati più vecchi vengono continuamente scartati e sovrascritti tramite una procedura automatica che elimina un hit dal FIFO per ogni canale ogni 6.4 $\mu s$. Questa procedura viene inibita, in caso di trigger, da un DGS (*Daq Gate Signal*), distribuito dalla *Borexino Trigger Board* a tutte le schede Laben; in questo modo è anche possibile stabilire la larghezza temporale del *gate* di acquisizione dei dati: fino a Dicembre 2007 tale

*gate* era di 7.2 $\mu s$ ed è stato poi aumentato a 16 $\mu s$.
Infatti, quando si verifica la condizione di trigger, la *Borexino Trigger Board* invia ai DSP di ogni scheda Laben un segnale particolare che interrompe la procedura di immagazzinamento degli hit dei canali FIFO. A questo punto comincia la procedura di registrazione dei dati: tutti gli hit accumulati nei FIFO digitali vengono raccolti e memorizzati in una DPR (*Dual Portal Ram*), di 8 $kB$, insieme ad un numero che contraddistingue il tipo di trigger. Finito ciò, il DSP segnala al *power PC (PPC)* di aver processato l'evento, che viene quindi immagazzinato in una struttura singola e inviato ai processi di DAQ tramite la rete locale.

### 5.1.3 L'elettronica del rivelatore esterno

Come già visto nel Paragrafo 4.2.1, nonostante lo schermo della roccia riduca il flusso di muoni cosmici di circa un fattore $10^6$, non lo elimina completamente; i muoni costituiscono una pericolosa sorgente di fondo e devono quindi essere efficientemente individuati. A questo scopo è stato progettato il rivelatore esterno (OD) (vedi Paragrafo 4.2) che è un rivelatore Čerenkov ad acqua costituito da 208 PMT, montati sulla superficie esterna della $SSS$ e sul pavimento della tanica d'acqua. I fotomoltiplicatori e i cavi coassiali che li collegano all'elettronica sono dello stesso modello di quelli dell'ID. Il disaccoppiamento HV-segnale viene però effettuato da disaccoppiatori passivi esterni (HVD) che inviano poi il segnale ai *front-end* QTC (*Charge to Time Converter*) che producono un segnale logico di lunghezza proporzionale alla carica (output primario) e un segnale logico a gradino la cui altezza è proporzionale al numero di canali scattati in coincidenza (output secondario).
L'output primario del QTC è mandato in un modulo TDC (*Time to Digital Converter*) per la digitalizzazione. Gli output secondari (in tutto 14, uno per scheda QTC) sono inviati al *Muon Trigger Board (MTB)* per la formazione del trigger di muone esterno (OMT).

### 5.1.4 Il sistema di trigger

La principale richiesta per il sistema di trigger di Borexino è la capacità di identificare, in modo rapido ed efficiente, gli eventi di scintillazione, caratterizzati dalla risposta quasi simultanea di un certo numero di PMT. Il trigger scatta appunto quando un numero programmabile di fotomoltiplicatori viene colpito entro un breve intervallo temporale (TTW, *Trigger Time Window*). La TTW deve essere ovviamente maggiore del tempo massimo che un fotone può impiegare per raggiungere i PMT. Dato che il massimo tempo di transito di un fotone attraverso la $SSS$ è di circa 50 $ns$, il sistema prevede che la lunghezza della TTW sia programmabile da 48 a 99 $ns$; attualmente la finestra di trigger è fissata a 99 $ns$, ma è stata variata nel tempo (vedi ad esempio Paragrafo 6.1.2).
Tenendo presente che la soglia energetica di Borexino è data dai decadimenti $\beta$ del $^{14}C$ (156 $keV$) e che il $LY \simeq 500$ $p.e./MeV$, la soglia di trigger dovrebbe essere di

circa 80 *p.e.*, ma la necessità di autocalibrazione richiede che almeno la parte finale dello spettro del $^{14}C$ sia rivelata; perciò la soglia di trigger scende a circa 40 *p.e.* o meno. Attualmente essa è fissata a 25 *p.e.*.
Come descritto prima, l'elettronica delle schede Laben è in grado di contare il numero di PMT colpiti nella finestra temporale TTW. Questa informazione viene inviata da ogni *crate* ai *Trigger Adder Board (TAB)*, che provvedono a contare il numero totale (sommato su tutti i *crate*) di hit verificatisi nella TTW. Questo numero costituisce l'input della *Borexino Trigger Board (BTB)*. Quando esso supera la soglia stabilita, viene interrotto il DSP e comincia la sequenza di trigger: vengono generati i segnali di trigger (il cui tempo assoluto è letto dall'orologio GPS), che sono inviati a ciascuna scheda Laben; quest'ultima provvede a scrivere le informazioni raccolte nei 16 $\mu s$ precedenti (vedi Paragrafo 5.1.2).
Gli eventi acquisiti con questa logica di trigger vengono indicati come eventi di **trigger di neutrino** e, come descritto prima, sono riconoscibili in quanto in fase di scrittura viene associato ad essi un numero specifico del tipo di trigger (*trigger type* - vedi Tabella 5.1).
Il rate di trigger, dominato dai conteggi del fondo di $^{14}C$[1], è tipicamente di 15 $Hz$.

La BTB gestisce anche altri tipi di trigger[2].
In particolare, due di questi permettono l'acquisizione, in fase di presa dati, e il riconoscimento, in fase di analisi, di due particolari classi di eventi: muoni e neutroni.

**Muon trigger.** Come più volte detto, i muoni vengono identificati dal rivelatore esterno (OD), che è fornito di un sistema di trigger (MTB, *Muon Trigger Board*); la MTB provvede ad inviare un segnale alla BTB, nel caso del passaggio di un muone, condizione che si concretizza nella risposta simultanea di 6 PMT esterni. Se il muone attraversa anche il rivelatore interno (ID), l'evento viene acquisito nell'ID con la normale procedura di trigger (*trigger type* 1) e ad esso vengono associate anche le informazioni provenienti dall'OD; dallo studio combinato di tali informazioni in fase di analisi, è possibile riconoscere l'evento come muone. Se invece il muone passa esternamente all'ID, attraversando solo la tanica d'acqua, l'informazione dell'OD viene comunque registrata ed etichettata come *trigger type* 2 (vedi Tabella 5.1).

**Neutron trigger.** È noto che i muoni cosmici possono produrre per spallazione uno o più neutroni che si propagano nello scintillatore e vengono successivamnete catturati da un protone ($\tau \simeq 250\ \mu s$) emettendo un $\gamma$ caratteristico da 2.26 $MeV$. In Borexino si è osservato che ciò accade circa 70 volte al giorno. È importante rivelare tutti questi neutroni (ad esempio per le analisi sugli antineutrini o sui nuclei cosmogenici): per questo motivo, ogni volta che un muone attraversa la $SSS$ viene

[1] La concentrazione di $^{14}C$ in Borexino è di $3 \cdot 10^{-18}$ $g/g$, corrispondente ad un'attività di 250 $Bq$ nell'IV.

[2] Osserviamo che, come evidente in Tabella 5.1, il trigger di neutrino ha sempre la priorità sugli altri tipi di trigger.

| Tipo trigger | Trigger type | Priorità |
|---|---|---|
| Neutrino | 1 | 1 |
| Muone (MTB) | 2 | 2 |
| Neutrone | 128 | 3 |
| Pulser | 32 | 6 |
| Laser394 | 8 | 7 |
| Random | 64 | 8 |

Tabella 5.1: Possibili trigger previsti in Borexino, con relativa *flag* identificativa e priorità.

aperto un *gate* di 1.6 $ms$ in cui possono essere acquisiti tutti gli eventi di neutrone (*trigger type* 128).

Gli altri tre tipi di trigger hanno funzione di controllo e/o calibrazione.
In particolare, durante le normali fasi di presa dati vengono periodicamente attivati:

- **Pulser trigger**: il trigger è generato da un impulsatore (*pulser*), che viene inviato direttamente ai canali di elettronica (canali di *front-end*). Questo tipo di segnale è generato con una frequenza di 200 $Hz$, nella prima fase di ogni *run*[3] (primi 1000 eventi) e viene utilizzato, in fase di ricostruzione dati, per l'allineamento temporale dei canali di elettronica (vedi Paragrafo 5.2). Nella successiva parte del *run*, il trigger di *pulser* è mantenuto con una frequenza più bassa (0.1 $Hz$), con lo scopo di monitorare lo stato dei canali di elettronica;

- **Random trigger**: con una frequenza di 0.5 $Hz$ viene generato un impulso che fornisce un segnale di trigger che attiva periodicamente la procedura di scrittura degli hit: questo permette di studiare ad esempio il *dark noise* dei PMT.

Infine, per rendere possibile la calibrazione in carica e la sincronizzazione dei fotomoltiplicatori[4], una volta a settimana (o dopo interventi *hardware*), durante *run* dedicati, vengono acquisiti dati di **trigger di laser**: con una frequenza di 200 $Hz$, viene inviato a ciascun PMT un impulso laser ($\lambda = 394\ nm$) e, valutando la risposta dei fotomoltiplicatori, è possibile ottenere l'allineamento temporale (al livello di frazioni del $ns$) e la calibrazione in carica dei PMT.

[3]Con *run* si indica un intervallo temporale in cui i dati vengono acquisiti senza interruzione. Attualmente i run in Borexino sono di circa 6 $h$ (vedi Paragrafo 5.2).

[4]La richiesta di sicronia dei canali e dei PMT deriva dal fatto che l'algoritmo di ricostruzione si basa sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni ai PMT.

### 5.1.5 Software di acquisizione dati

Abbiamo visto che la struttura principale dell'elettronica di Borexino è costituita da 14 *rack* identici, che provvedono alla completa gestione del segnale analogico, alla distribuzione dell'HV, alla digitalizzazione e memorizzazione dei dati e al trasferimento di questi ultimi al sistema di DAQ per la costruzione dell'evento. Ogni *rack* comprende anche un *crate VME* che ospita le schede digitali:

- un Motorola Power PC (PPC), che ha il compito di leggere i dati dalle *Laben boards* e trasferirli via *network*;

- una CPU centrale che raccoglie i dati da tutti i PPC, costruisce la struttura complessiva dell'evento e lo scrive su disco.

A questo punto, terminata l'acquisizione dei *raw data*, si può procedere alla ricostruzione dei dati.

## 5.2 Il codice Echidna

Il sistema di acquisizione dati produce i cosiddetti *raw data files*, che contengono per ogni evento le informazioni così come vengono processate dall'elettronica digitale del rivelatore.
Tipicamente, i dati in Borexino vengono acquisiti senza interruzione per un certo intervallo temporale, che corrisponde ad un *run*; la durata di un *run* in Borexino è di circa 6 $h$, in modo da bilanciare l'esigenza di avere per un singolo run una statistica consistente con l'esigenza di evitare tempi di ricostruzione dei dati eccessivamente lunghi. Un *raw data file* contiene $6 - 7 \cdot 10^5$ eventi per un *run* di 6 $h$.
Prima, però, di procedere con l'analisi fisica, bisogna processare *offline* i dati e calcolare le grandezze fisiche di interesse, come energia, posizione nel rivelatore, natura della particella ionizzante che ha generato l'evento, ecc. Il calcolo di queste quantità viene eseguito da un programma molto articolato, chiamato *Echidna*.
Il codice di ricostruzione deve innanzitutto permettere la precalibrazione, che utilizza i primi 1000 eventi di ogni *run*, acquisiti col trigger di precalibrazione, per la sincronizzazione dei canali.
È poi necessaria la calibrazione dell'elettronica (*electronics calibration*): è in questo contesto che vengono calcolati alcuni parametri fondamentali del rivelatore, come la risposta in tempo e in carica dei singoli canali, la valutazione del tasso di *dark noise* dei PMT, ecc. ed in cui viene effettuato l'allineamento temporale dei PMT[5], sfruttando i parametri calcolati durante i *run* dedicati ai trigger di laser.
Infine, il codice deve provvedere alla ricostruzione vera e propria. I passaggi logici che esso effettua sono:

[5]Infatti, il tempo tra l'emissione del fotoelettrone al fotocatodo e la raccolta della carica all'anodo non è lo stesso per tutti i PMT.

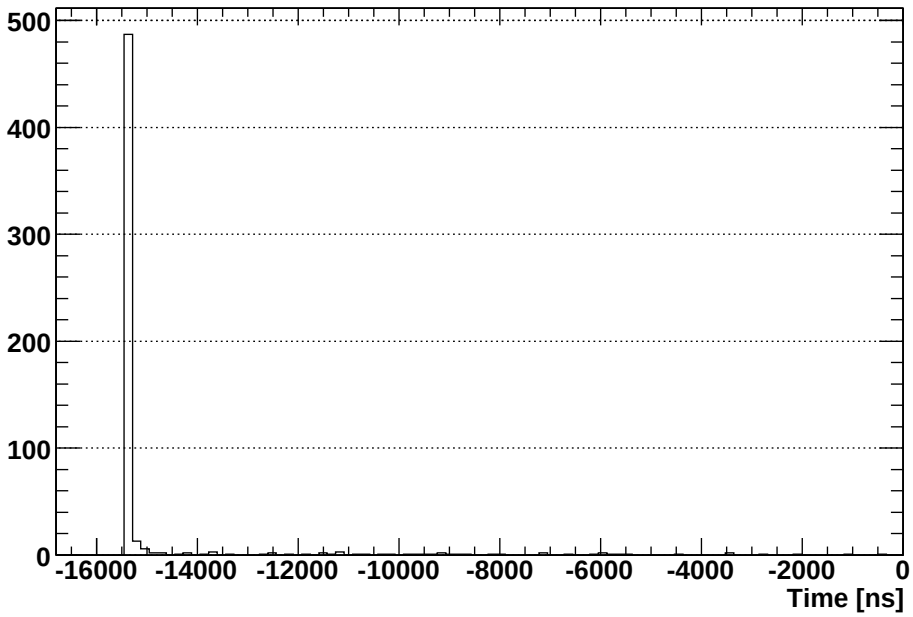



Figura 5.2: Tipico *gate* di acquisizione per trigger di neutrino (16 $\mu s$), in cui è visibile un *cluster*.

1. **Decoding**: in funzione dei parametri di elettronica, vengono decodificati i *raw data* provenienti sia dall'ID che dall'OD: deve esser calcolata la carica associata ad ogni PMT colpito e il tempo al quale ogni PMT ha dato segnale, rispetto al tempo assoluto di riferimento.

2. **Clustering**: all'interno della finestra temporale di acquisizione, bisogna riconoscere inizio e fine del segnale fisico. Infatti, dato che il *gate* di acquisizione è lungo 16 $\mu s$, esso conterrà inevitabilmete hit dovuti al *dark noise* dei PMT; inoltre si deve tener conto della possibilità che in una stessa finestra cadano due eventi distinti che devono essere riconosciuti e risolti. Di tutto ciò si occupa l'algoritmo di *clustering*, che valuta dapprima il rumore medio all'interno del *gate*; l'evento di fisica è individuato cercando *cluster* di hit; in particolare, si parla di *cluster* se in 16 $ns$ il numero di hit registrati supera di 3 $\sigma$ il rumore elettronico. Ogni *cluster* costituisce un evento fisico; in particolare se il trigger che ha determinato l'acquisizione è di tipo 1, si parla di evento di trigger di neutrino. Tipicamente, è presente un solo *cluster* in ogni *gate*, ma nel caso di coincidenze veloci, come quelle dovute ai decadimenti $^{212}Bi -^{212} Po$ e $^{85}Kr -^{85m} Rb$, di *pile-up* o di trigger di neutroni possono presentarsi più *cluster* nella finestra di 16 $\mu s$ (1.6 $ms$ nel caso di neutroni). Gli eventi di *pile-up* vengono identificati e rigettati, gli eventi a più *cluster* dovuti a coincidenze

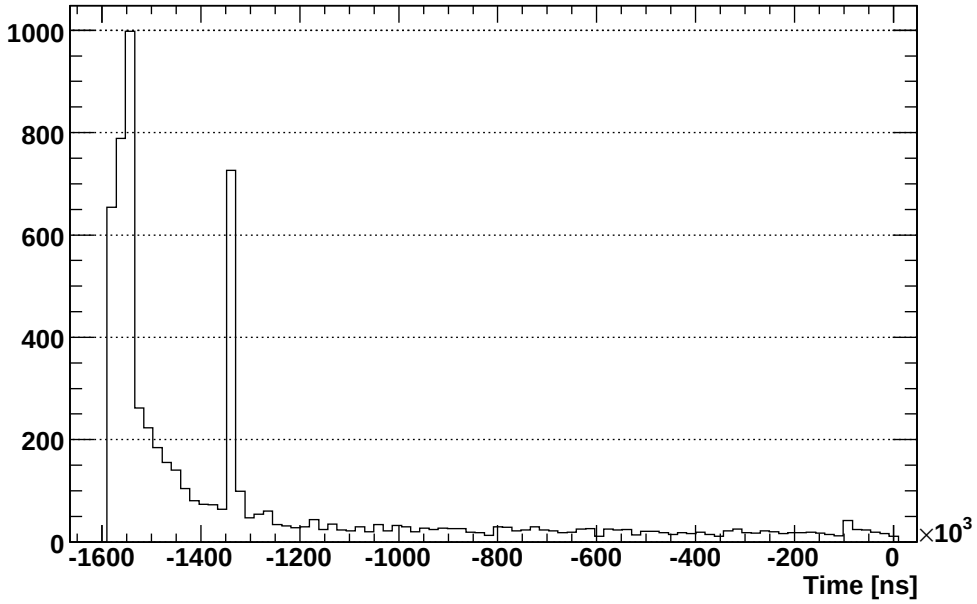



Figura 5.3: Tipico *gate* di acquisizione per trigger di neutrone (1.6 $ms$), in cui sono visibili due *cluster*.

veloci vengono studiati per stimare la contaminazione radioattiva in Borexino, mentre gli eventi a più *cluster* dovuti a trigger di neutrone sono utili per studiare la contaminazione cosmogenica e il segnale di antineutrino. In ogni caso, l'efficienza di *clustering* dell'algoritmo, studiata utilizzando trigger casuali, è stimata intorno al 100% per eventi con almeno 20 hit.
In Figura 5.2 riporto un tipico *gate* di acquisizione per trigger di neutrino (16 $\mu s$), in cui è visibile un *cluster* e in Figura 5.3 un tipico *gate* di acquisizione per trigger di neutrone (1.6 $ms$) in cui sono visibili 2 *cluster*.

3. **Ricostruzione in posizione ed energia**: dopo aver riconosciuto gli eventi di scintillazione, il codice Echidna procede con la ricerca della posizione del vertice di interazione dell'evento, sfruttando le informazioni sul tempo associate ai vari hit (ovvero ai vari PMT colpiti); poi per ogni evento è ricostruita l'energia a partire dall'informazione di carica o dal numero di PMT colpiti.

4. **Discriminazione** $\alpha - \beta$: viene poi eseguita un'analisi di livello superiore per determinare il tipo di particella ionizzante ($\alpha$ o $\beta$); per far ciò bisogna conoscere l'evoluzione temporale del segnale di scintillazione e correggere i tempi di raccolta della luce dei vari PMT tenendo conto dei tempi di volo dei fotoni nel rivelatore.

Al termine della ricostruzione, gli eventi sono contenuti in un *file* in formato ROOT[6] su cui è possibile procedere con l'analisi.
Inoltre, i dati raccolti ogni settimana vengono filtrati da algoritmi appositi, che selezionano e scrivono in un *rootfile* (chiamato *dst*) solo gli eventi interessanti per analisi più sofisticate, ovvero: gli eventi di trigger di neutrino con energia maggiore di 170 $keV$ (in modo da escludere il $^{14}C$), i neutroni, i muoni, le coincidenze veloci e gli eventi a più *cluster*. I *dst* contengono così circa il 10% della statistica, facilitando e velocizzando notevolmente alcune analisi, in particolare quella del neutrino.
Descriverò ora un po' più nel dettaglio i codici di ricostruzione dell'energia e soprattutto della posizione, di cui mi sono maggiormente occupata durante il mio lavoro di tesi.

### 5.2.1 L'algoritmo di ricostruzione dell'energia

La ricostruzione dell'energia è direttamente collegata al numero di fotoni raccolti. Echidna fornisce diverse variabili per la valutazione dell'energia; quelle da me utilizzate sono:

- *nhits*: restituisce il numero di hit ricevuti da ogni PMT;

- *charge*: restituisce la carica totale raccolta da ogni PMT.

Bisogna osservare che se due hit capitano entro 80 $ns$ l'uno dall'altro sul medesimo PMT, non vengono distinti; ciò significa che la variabile *nhit* restituirà il valore 1, mentre la variabile *charge* darà un'informazione più corretta, in quanto somma le cariche dei due hit[7]. D'altro canto, la variabile *charge* soffre di un effetto di saturazione dell'elettronica alle alte energie ($E \geq 35\ MeV$), dove risulta quindi poco affidabile; energie così alte interessano però solo eventi di muone: l'analisi del neutrino non risente dunque di quest'effetto.
Come si vedrà nei prossimi capitoli, durante il mio lavoro ho usato alternativamente la variabile *charge* e la variabile *nhits*, a seconda della situazione.
Grazie alla variabile *n_live_pmts* che restituisce il numero di PMT vivi per ogni evento, entrambe queste varibili possono essere normalizzate a 2000 PMT, in modo da tener in conto che il numero di canali funzionanti può variare durante un *run*[8].

[6]Ricordiamo che ROOT è un potente Pacchetto Software orientato ad oggetti di analisi dei dati sviluppato dal CERN che fornisce un accesso al sottosistema grafico del computer e al sistema operativo; con ROOT è possibile visualizzare e analizzare di distribuzioni e funzioni tramite istogrammi e grafici, eseguire fit e minimizzazione di funzioni, creare file in vari formati grafici, come PostScript, JPEG,...

[7]Osserviamo che, nel caso capitino 2 hit sovrapposti, il PMT manifesta un tempo morto di 140 $ns$: un eventuale terzo hit è registrato solo se ritardato di più di 140 $ns$ rispetto ai due precedenti.

[8]A causa di problemi dell'elettronica, alcune Laben board possono essere disabilitate durante il *run*.

### 5.2.2 L'algoritmo di ricostruzione spaziale

La ricostruzione della posizione del vertice di interazione è di fondamentale importanza, dato che l'informazione spaziale dell'evento nell'Inner Vessel (IV) permette sia di selezionare via *software* la regione più interna del rivelatore, corrispondente al Volume Fiduciale (FV), sia di ottenere le informazioni necessarie per la discriminazione $\alpha - \beta$, sia di cercare la correlazione spaziale fra eventi in coincidenza.
Gli algoritmi per la ricostruzione spaziale implementati in Echidna sono quattro.
Una prima stima della posizione dell'evento viene effettuata dal **codice del baricentro**: esso si basa sulla ricerca della posizione del vertice di interazione tramite la valutazione del baricentro di carica dei PMT colpiti da fotoni; la posizione così ottenuta è solo preliminare e viene utilizzata come valore di partenza per gli altri tre codici di ricostruzione.
Questi ultimi utilizzano un approccio basato sul concetto di massima verosimiglianza (*likelihood*). Il fattore che distingue i tre codici è la scelta della funzione che descrive l'evoluzione temporale del segnale di scintillazione (chiamata *Probability Distribution Function* o *p.d.f.*): tale funzione rappresenta, in funzione del tempo, la probabilità di raccolta dei fotoni dopo esser stati emessi dallo scintillatore e aver attraversato lo spessore di scintillatore che li separa dai PMT; la *p.d.f.* tiene anche conto della dispersione temporale dovuta al *time - jitter* dei PMT.
Quando si ha un evento di fisica riconducibile all'interazione di una particella nel volume sensibile del rivelatore, vengono registrati il tempo di arrivo dei fotoni ai PMT rispetto al primo fotone rivelato. Il programma ipotizza la posizione dell'evento, basandosi su quella suggerita dal Codice del baricentro, e, dopo aver sottratto il tempo di volo a ciascun fotone, valuta la compatibilità della distribuzione temporale del set di hit con la *p.d.f.* di riferimento. L'algoritmo cambia la posizione ipotizzata e procede per iterazioni successive finchè non trova il punto che massimizza la compatibilità con la *p.d.f.*.
In particolare, i tre codici sono:

- **Codice di Milano**: scritto dal gruppo di Milano, utilizza la *p.d.f.* ottenuta usando il codice di simulazione Monte Carlo adattato alla geometria di Borexino, generando eventi $\beta$ al centro del rivelatore;

- **Codice di Dubna**: scritto dai gruppi di Genova e Dubna, usa una *p.d.f.* analitica, formata da un'emigaussiana con coda esponenziale;

- **Codice di Mosca**: scritto dal gruppo di Mosca, usa anch'esso una *p.d.f.* analitica, data da una distribuzione di Landau predefinita in ROOT.

Durante il mio lavoro di tesi, ho utilizzato prevalentemente il codice di Milano, di cui ho studiato alcune sistematiche, riferendomi solo raramente al codice di Dubna, per *cross-check*.

## 5.3 Il codice di simulazione Monte Carlo

In fase di analisi mi è spesso risultato utile utilizzare il codice di simulazione Monte Carlo (MC) per eventi in Borexino. Esso è costituito da tre programmi indipendenti, che sono stati sviluppati dal gruppo di analisi della collaborazione:

1. **GENEB**: simula con metodi Monte Carlo eventi fisici, sia di fondo radioattivo ($^{238}U$ e $^{232}Th$) che di neutrino, tenendo conto delle possibili interazioni delle particelle e dei fotoni nello scintillatore, che vengono convertite in energia depositata;

2. **G4BX**: a partire dal codice GEANT4, sviluppato al CERN, adattato alla geometria di Borexino, la collaborazione ha implementato un programma che simula la conversione dell'energia di eccitazione e ionizzazione, depositata dalle particelle cariche nello scintillatore, in fotoni. Il percorso di tali fotoni nel rivelatore è tracciato fino al loro assorbimento nei materiali del rivelatore o alla loro rivelazione sui PMT. G4BX permette di selezionare il tipo di particella da simulare, l'energia e la posizione di partenza della particella, la posizione del Vessel,... tutte opzioni di cui ho fatto uso durante il mio lavoro (vedi in particolare Capitolo 6);

3. **BxElec**: fornisce una simulazione completa della catena elettronica, dall'acquisizione digitale delle schede Laben fino alla formazione del trigger, tenendo conto, ove noti, di tutti gli effetti rilevati del sistema di DAQ di Borexino. In particolare, è possibile simulare la configurazione del rivelatore "ideale", disabilitare le schede Laben, escludere dal trigger o dall'acquisizione PMT o canali di elettronica,... (vedi in particolare Capitolo 6).

Alla fine della simulazione viene restituito un $rawfile$, dello stesso formato di quelli ottenuti con la reale procedura di DAQ, che può quindi essere processato col codice di ricostruzione Echidna.

# Capitolo 6

# Studio delle asimmetrie nella ricostruzione spaziale degli eventi

La prima parte del mio lavoro di tesi ha riguardato lo studio delle sistematiche associate all'algoritmo di ricostruzione, la cui comprensione è fondamentale ai fini della definizione del FV (vedi Capitolo 7).
Ricordiamo che l'algoritmo di ricostruzione spaziale si basa sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fototubi e sulla conoscenza dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione e cerca la posizione del vertice di interazione che massimizza una funzione di *likelihood* (vedi Paragrafo 5.2.2). Per evidenziare eventuali problemi legati all'algoritmo di ricostruzione, ho studiato la presenza delle asimmetrie spaziali, riscontrate nella ricostruzione di classi di eventi come $^{14}C$ e $^{210}Po$ che, essendo contaminanti intrinseci dello scintillatore, dovrebbero essere distribuiti uniformemente nel Vessel.
Ho dapprima analizzato le caratteristiche di queste asimmetrie, per cercare di individuarne l'origine; in particolare era importante comprendere se esse fossero dovute ad un problema dell'algoritmo stesso o se invece fossero attribuibili ad un'effettiva asimmetria dell'apparato. A questo scopo ho confrontato i risultati dei diversi algoritmi di ricostruzione presenti nel codice Echidna (vedi Paragrafo 5.2.2) e ho condotto simulazioni Monte Carlo.
Dalla mia analisi è risultato evidente che tali asimmetrie non hanno un'origine *software*, ovvero legata al codice di ricostruzione, ma sono probabilmente conseguenza della combinazione di diversi fattori: nel caso delle basse energie, l'effettiva deformazione del Vessel e l'asimmetrica distribuzione dei fotomoltiplicatori guasti, mentre, nel caso del $^{210}Po$, l'asimmetrica concentrazione di questo contaminante.
Inoltre è apparso chiaro che le asimmetrie del rivelatore coinvolgono solo le basse energie, quelle del $^{14}C$, le più sensibili ai problemi dell'elettronica di acquisizione. Questo mi ha permesso di concludere che l'analisi del neutrino, sia da $^{7}Be$ $(0.25 - 0.80\ MeV)$ che a maggior ragione da $^{8}B$ ($E > 2.8\ MeV$ - vedi Capitolo 9), non viene influenzata dall'asimmetria dell'apparato.

## 6.1 Studio delle asimmetrie per eventi di bassa energia

Lo studio dei contaminanti intrinseci dello scintillatore uniformemente distribuiti nel Vessel risulta estremamente importante per verificare sia la stabilità del rivelatore che la correttezza del codice di ricostruzione spaziale. In particolare, il codice di ricostruzione che ho studiato è quello di Milano[1] (vedi Paragrafo 5.2.2).
Per prima cosa, ho studiato la distribuzione degli eventi di $^{14}C$, ovvero gli eventi di scintillazione che derivano dal decadimento $\beta$ di questo contaminante intrinseco dello scintillatore. Lo spettro $\beta$ del $^{14}C$ ha *end-point* di 156.5 $keV$; ho però selezionato solo la parte più energetica dello spettro del $^{14}C$, richiedendo eventi di trigger di neutrino in una ristretta finestra energetica tra 40 - 70 $nhits$ (che ricordiamo essere il numero di fotoni che colpiscono i fotomoltiplicatori - vedi Paragrafo 5.2.1), normalizzati a 2000 fotomoltiplicatori vivi, in modo da non essere influenzati da effetti di soglia (25 $nhit$)[2]; tale intervallo energetico corrisponde a circa 80 - 140 $keV$.
Gli eventi di $^{14}C$ costituiscono, quindi, un buon campione per verificare la correttezza dell'algoritmo di ricostruzione alle basse energie.

### 6.1.1 Asimmetria in $z$ per gli eventi di $^{14}C$

Essendo il $^{14}C$ uniformemente distribuito nell'Inner Vessel (IV), ci si aspetta che la ricostruzione spaziale nelle tre coordinate $x$, $y$ e $z$ sia simmetrica. Invece, come evidente in Figura 6.1, la distribuzione della coordinata $z$ per gli eventi di $^{14}C$ risulta asimmetrica: la regione a $z < 0$ (*emisfero Sud*) sembra spostata verso l'alto, verso la regione a $z > 0$ (*emisfero Nord*); questo è ancor più evidente dal confronto con la coordinata $x$ che risulta, invece, simmetrica.
Per verificare se si trattasse di un problema del codice di ricostruzione di Milano, ho utilizzato anche l'algoritmo di Dubna, che ha riportato però il medesimo problema; il fatto che entrambi i codici evidenzino l'asimmetria in $z$ sembra incompatibile con un errore di ricostruzione. È invece più probabile che si tratti di un'effettiva asimmetria la cui origine potrebbe risiedere sia in una reale deformazione dell'Inner Vessel che in un problema di elettronica. In particolare, le possibili cause individuate sono:

1) *un effettivo spostamento del Vessel*: dalle immagini fornite dalle telecamere CCD che circondano lo scintillatore, risulta evidente che il centro Vessel è spostato di 6 $cm$ verso l'alto e che la sua forma non è perfettamente sferica, ma ricorda la forma a "cuore", con un rigonfiamento nella calotta Nord e

[1] Ricordiamo che il codice di ricostruzione di Milano è uno dei tre algoritmi presenti nel codice *Echidna*; esso, basandosi sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fototubi e sulla conoscenza dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione, cerca la posizione del vertice di interazione che massimizza una funzione di *likelihood*.

[2] Ricordiamo che la soglia per il trigger di neutrino è di circa 25 nhits, per questo risulta impossibile studiare la prima parte dello spettro del $^{14}C$

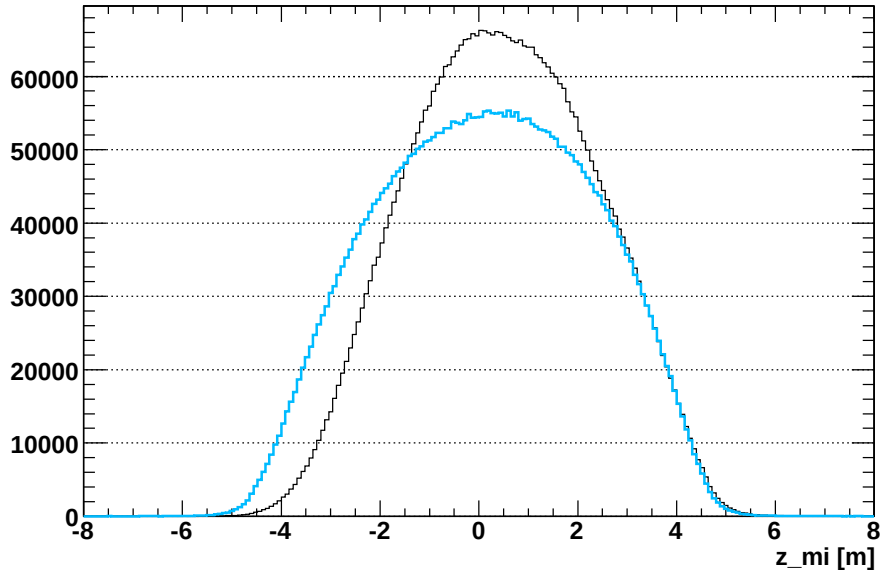



Figura 6.1: Distribuzioni della coordinata $z$ (curva nera) e della coordinata $x$ (curva azzurra) per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$) ottenute col codice di ricostruzione di Milano. I dati sono stati selezionati nella settimana del 23 Settembre 2007. È evidente un'asimmetria nella coordinata $z$, la cui distribuzione risulta spostata verso l'alto.

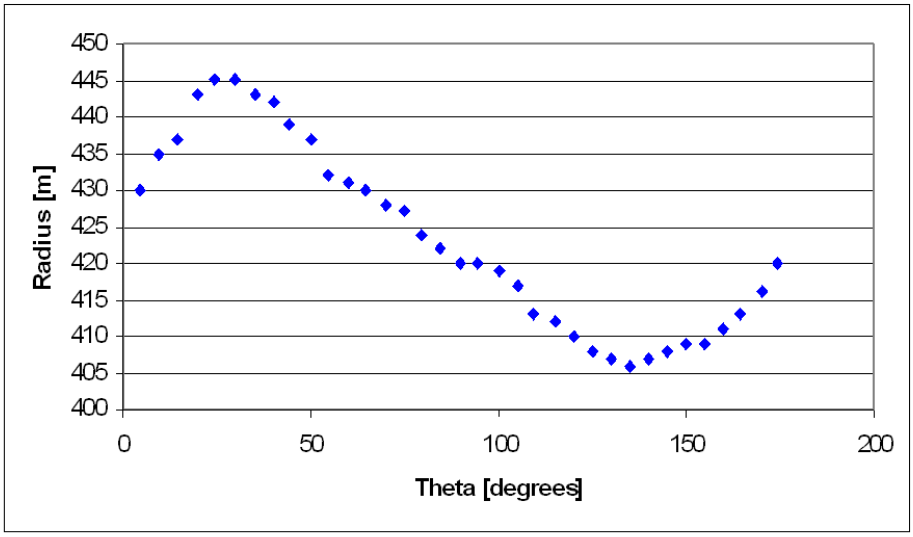



Figura 6.2: Valore del raggio del Vessel in funzione dell'angolo polare $\theta$, come risulta dalle fotografie fatte con le telecamere CCD [56]. Appaiono evidenti sia un "rigonfiamento" a piccoli $\theta$ (emisfero Nord) che uno "svuotamento" a grandi $\theta$ (emisfero Sud): ciò conferma la deformazione del Vessel che pare assumere una forma a "cuore".

uno svuotamento della calotta Sud, come si può vedere in Figura 6.2; questo implica che vi sia una reale differenza nella forma del Vessel tra emisfero Nord e Sud;

2) *un'asimmetrica distribuzione dei fotomoltiplicatori morti*: su 192 PMT morti, 145 di essi si trovano nell'emisfero Sud; questo provoca inevitabilmente un'inefficienza nella raccolta di luce dell'emisfero Sud rispetto all'emisfero Nord;

3) *un'inefficienza di trigger nell'emisfero Sud*: prima ancora del riempimento di Borexino, si era osservato che il *crate* 10 risultava molto rumoroso, causando una quasi continua attivazione del trigger; per questo motivo era stato disabilitato dal trigger; dato però che il *crate* 10 fornisce l'alimentazione ai fotomoltiplicatori della calotta Sud, ne è inevitabilmente seguita un'inefficienza di trigger dell'emisfero Sud.

Tutti questi aspetti sembrano concorrere nel determinare un'effettiva asimmetria Sud/Nord che si rispecchia nell'asimmetrica distribuzione spaziale degli eventi di $^{14}C$.
Per verificare tale ipotesi, ho simulato Monte Carlo eventi di $^{14}C$ nel caso di rivelatore "ideale" (perfettamente simmetrico), ovvero in cui:

- il Vessel sia sferico e posizionato al centro della sfera di acciaio inossidabile ($SSS$);
- tutti i PMT siano funzionanti;
- tutti i PMT contribuiscano al trigger.

In questa configurazione l'asimmetria nella coordinata $z$, ricostruita col codice di Milano, scompare. Ciò risulta evidente in Figura 6.3, che riporta la distribuzione di $x$ e $z$ per eventi di tipo $\beta$ con energia di 200 $keV$ (che risultano avere una distribuzione energetica fra 40 e 70 $nhits$).
Sembra quindi assodato che l'asimmetria non sia dovuta ad un problema *software* dell'algoritmo.

A questo punto, ho proceduto analizzando le possibili cause di asimmetria sopra elencate.

**Simulazione dello spostamento del Vessel di 6 *cm*.** Per comprendere l'effetto dello spostamento del Vessel di 6 $cm$ verso l'alto, ho simulato eventi tipo $\beta$ da 100 $keV$ (corrispondenti a 20 - 45 $nhits$) chiedendo che il centro del Vessel si trovasse a $(x, y, z) = (0, 0, 6\ cm)$; come evidente in Figura 6.4, tale spostamento risulta quasi impercettibile e non è quindi sufficiente a giustificare l'asimmetria visibile nei dati.

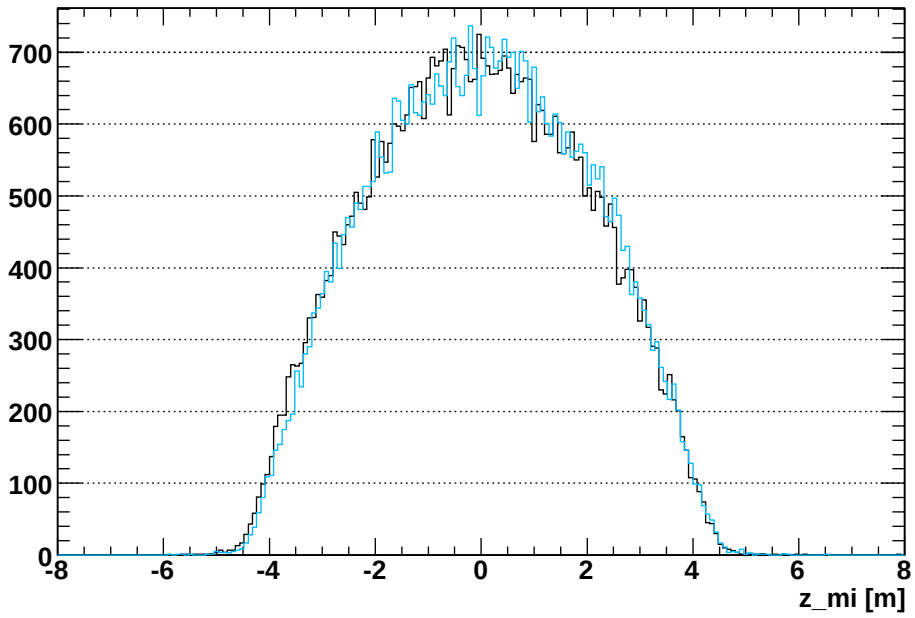



Figura 6.3: Distribuzioni della coordinata $z$ (curva nera) e della coordinata $x$ (curva azzurra) per eventi $\beta$ simulati a 200 $keV$ ($40 < nhits < 70$) ottenute col codice di ricostruzione di Milano, nel caso di rivelatore totalmente simmetrico: entrambe le coordinate hanno una distribuzione simmetrica.

Invece, non mi è stato possibile simulare Monte Carlo la deformazione del Vessel, a causa della complessità della forma assunta dall'IV, che è però sicuramente una causa importante di asimmetria.

**Simulazione dell'asimmetrica distribuzione dei PMT morti ed in trigger.** Per verificare l'effetto dell'asimmetrica distribuzione dei fotomoltiplicatori morti e in trigger, che risultano sfavorire l'emisfero Sud sia nell'efficienza di raccolta di luce che nell'efficienza di trigger, ho simulato eventi tipo $\beta$ da 100 $keV$ (corrispondenti a 20 - 45 $nhits$), includendo l'elenco dei PMT morti ed escludendo il *crate* 10 dal trigger. Come evidente in Figura 6.5, la distribuzione della coordinata $z$ in queste condizioni è molto simile a quella che si osserva sui dati (vedi Figura 6.1).
È da notare però che per eventi simulati, l'asimmetria è visibile solo ad energia inferiore (20 - 45 $nhits$) di quella del $^{14}C$ selezionato sui dati (40 - 70 $nhits$). In ogni caso, ciò che risulta da questo test è che anche le simulazioni forniscono un'indicazione di asimmetria Sud/Nord qualora il rivelatore non sia perfettamente simmetrico. Questo ci permette di dire che la causa principale dell'asimmetria in $z$ per eventi di bassa energia è dovuta ad un'asimmetria nell'elettronica. In particolare, simulando

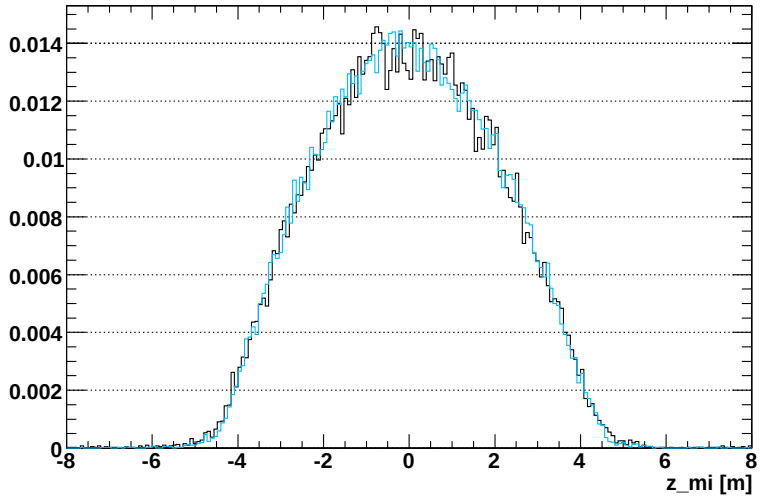



Figura 6.4: Distribuzioni della coordinata $z$ per eventi $\beta$ simulati a 100 $keV$ ($20 < nhits < 45$) ottenute col codice di Milano, normalizzate all'unità. La curva nera rappresenta la $z$ nel caso di rivelatore "ideale" (Vessel sferico e posizionato al centro della $SSS$, tutti i PMT funzionanti ed in trigger); la curva azzurra rappresenta la $z$ nel caso di rivelatore "ideale", ma con uno spostamento del centro dell'IV di 6 $cm$ verso l'alto. Lo spostamento del Vessel non ha praticamente alcun effetto sulla distribuzione della $z$, dato che risulta inferiore alla risoluzione spaziale ($\sim 20$ $cm$).

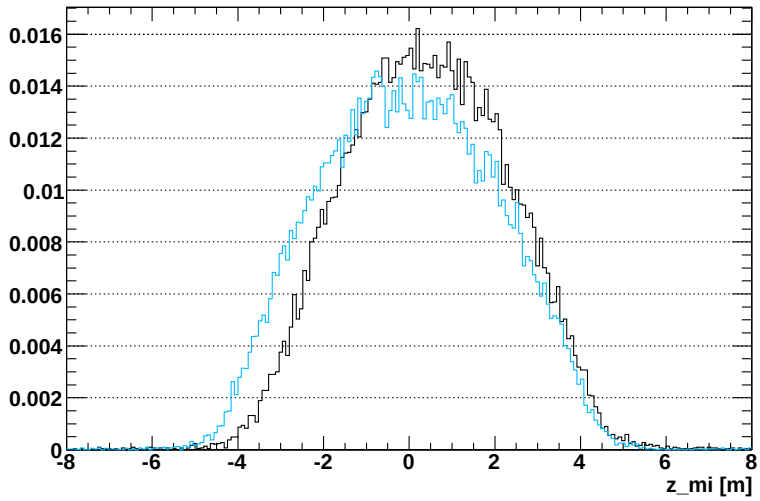



Figura 6.5: Distribuzioni della coordinata $z$ per eventi $\beta$ simulati a 100 $keV$ ($20 < nhits < 45$) ottenute col codice di Milano normalizzate all'unità. La curva azzurra rappresenta la $z$ nel caso di rivelatore "ideale" (Vessel sferico e posizionato al centro della $SSS$, tutti i PMT funzionanti ed in trigger); la curva nera rappresenta la $z$ quando il *crate* 10 (calotta Sud) è disabilitato dal trigger e si tiene conto dell'asimmetrica distribuzione dei PMT. Queste asimmetrie nell'elettronica si ripercuotono sulla distribuzione della $z$.

separatamente prima la configurazione del rivelatore "ideale", ma in cui il *crate* 10 è disabilitato dal trigger, e poi la configurazione del rivelatore "ideale", ma con l'asimmetrica distribuzione dei PMT guasti, ho potuto verificare che l'effetto maggiore deriva dalla prima delle due situazioni. Questo fatto ha mostrato la necessità di intervenire sull'assetto del rivelatore, riabilitando nel trigger il *crate* 10.

**Crate 10 in trigger.** Dagli studi Monte Carlo è risultato come una delle principali cause dell'asimmetria Sud/Nord fosse legata all'inefficienza di trigger dell'emisfero Sud; per questo il 21 Ottobre 2007 si è deciso di riabilitare nel trigger il *crate* 10, dopo aver risolto il problema dell'oscillazione dell'elettronica. In Figura 6.6 riporto il confronto della distribuzione della coordinata $z$ di una settimana di dati raccolti quando il *crate* 10 non era in trigger e di una settimana di dati raccolti col *crate* 10 in trigger: nel secondo caso l'asimmetria Sud/Nord è meno evidente, anche se, come atteso, non è completamente sparita.

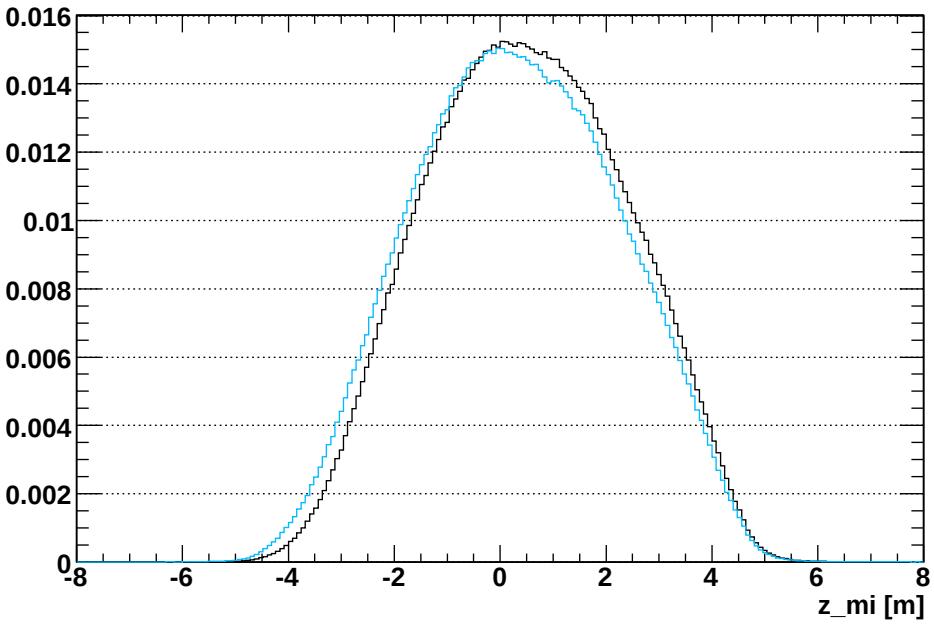



Figura 6.6: Distribuzioni della coordinata $z$ ottenute col codice di ricostruzione di Milano per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$), normalizzate all'unità; la curva nera rappresenta i dati raccolti nella settimana del 23 Settembre 2007, quando il *crate* 10 non era in trigger, mentre la curva azzurra rappresenta i dati raccolti nella settimana del 21 Ottobre 2007 quando il *crate* 10 è stato abilitato nel trigger: l'asimmetria Sud/Nord è ora meno evidente.

### 6.1.2 Andamento temporale dell'asimmetria in $z$ per gli eventi di $^{14}C$

Per meglio comprendere l'origine dell'asimmetria in $z$ per gli eventi di $^{14}C$, ne ho studiato l'evoluzione temporale cercando le correlazioni con gli interventi sull'elettronica del rivelatore.
In Figura 6.7 in alto riporto l'andamento temporale del rapporto fra il numero di eventi di $^{14}C$ dell'emisfero Sud e dell'emisfero Nord, ovvero dell'asimmetria Sud/Nord; in basso invece è mostrato l'andamento nel tempo del numero di eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$) totale, nell'emisfero Nord e nell'emisfero Sud.
Confrontando le due figure, si nota che ad una diminuzione del numero di conteggi totale, corrisponde quasi sempre un peggioramento dell'asimmetria. L'instabilità nel numero di conteggi del $^{14}C$ e la variazione dell'asimmetria Sud/Nord possono essere spiegate come segue:

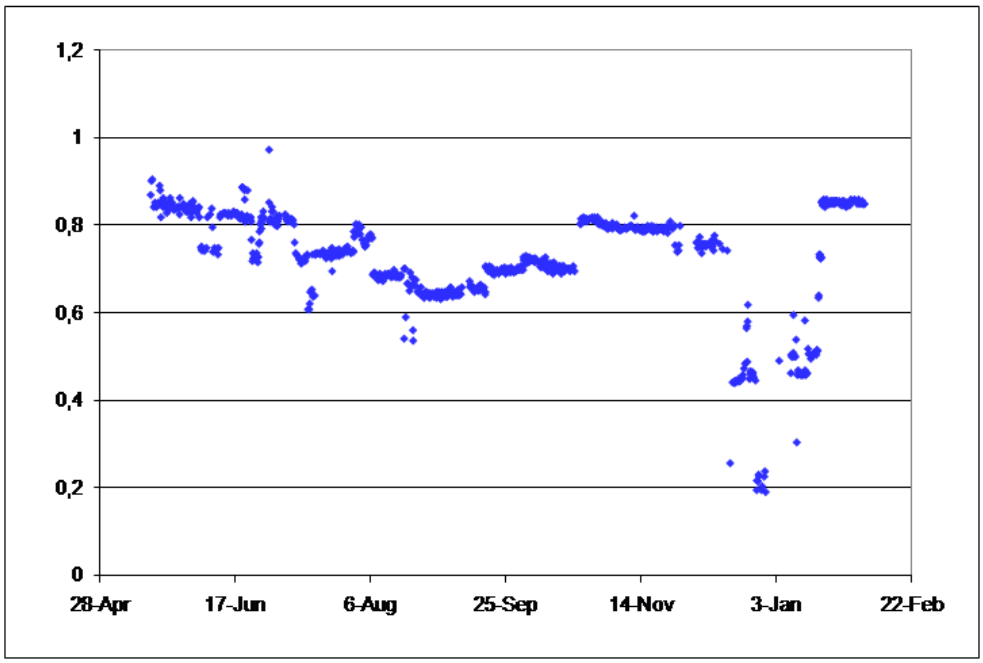
- All'inizio della presa dati, il rate totale di conteggi era di circa $11 \cdot 10^5$ *cpd* e la corrispondente asimmetria Sud/Nord era pari a circa l'85%.

- Il 13 Luglio 2007 sono stati disabilitati dal trigger alcuni fotomoltiplicatori rumorosi; a ciò corrisponde una diminuzione del rate di conteggi a circa $8 \cdot 10^5$ *cpd*. Infatti tenere in trigger canali rumorosi porta ad avere un'effettiva soglia di trigger minore di quella nominale; di conseguenza eliminare dal trigger tali canali comporta un apparente aumento della soglia e una diminuzione del rate di conteggi totale; in particolare l'emisfero Sud che, come abbiamo visto, è già sfavorito sia nell'efficienza di raccolta di luce che nell'efficienza di trigger, risulta maggiormente sensibile alle variazioni sulla soglia del trigger; da ciò deriva un aumento dell'asimmetria Sud/Nord, che risulta di circa il 70%.

- Fra il 31 Luglio e l'8 Agosto 2007 la finestra di trigger (TTW)[3] è stata allargata da 60 *ns* a 99 *ns*: questo comporta evidentemente una maggior efficienza di trigger sia a Nord che a Sud, a cui segue un aumento del rate globale di conteggi a circa $11 \cdot 10^5$ *cpd*; soprattutto l'emisfero Sud, il più inefficiente, beneficia di questo intervento: infatti l'asimmetria Sud/Nord è ridotta all'80%.

- Il mese di Agosto 2007 registra una globale diminuzione del rate di conteggi ($\sim 7 \cdot 10^5$ *cpd*): in quel periodo molti canali sono stati temporaneamente disabilitati a causa di problemi con alcune schede di *front-end* (FEB) rumorose, la maggior parte delle quali collegati a PMT dell'emisfero Sud: questo implica un aumento dell'asimmetria ($< 70\%$). In effetti, ho potuto verificare che in questo mese, l'asimmetria Sud/Nord per gli eventi di $^{14}C$, segue l'andamento del rapporto fra il numero di canali disabilitati nell'emisfero Sud e nell'emisfero

[3] Ricordo che per finestra di trigger TTW si intende l'intervallo temporale in cui un certo numero di PMT, stabilito dalla soglia di trigger, deve dare un segnale, affinchè il trigger venga attivato (vedi Paragrafo 5.1.4).



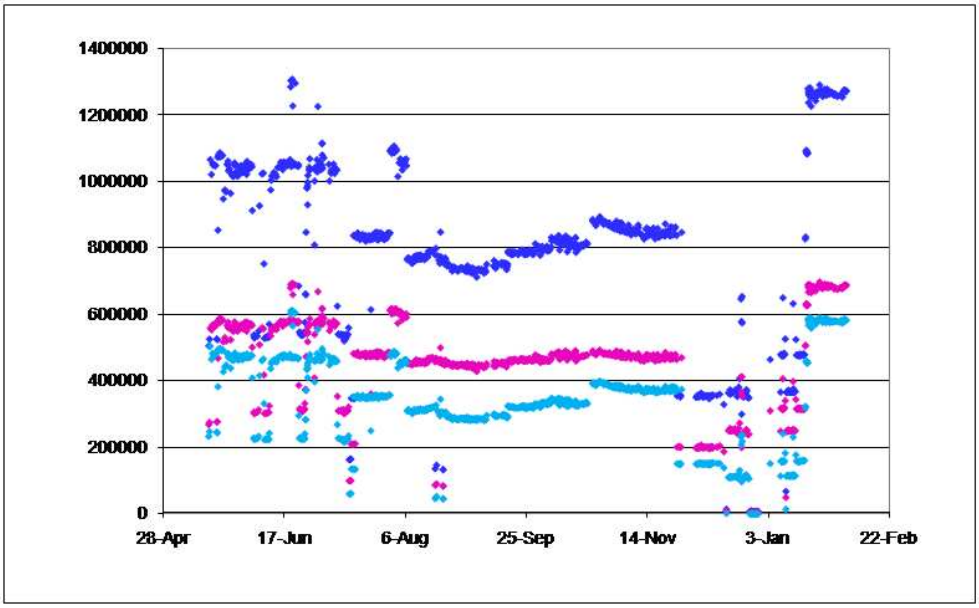




Figura 6.7: *Alto*: andamento temporale dell'asimmetria Sud/Nord per gli eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$), calcolata come rapporto fra il numero di eventi nell'emisfero Sud e nell'emisfero Nord. *Basso*: andamento temporale del rate di eventi di $^{14}C$ al giorno totale (blu), nell'emisfero Nord (rosa) e nell'emisfero Sud (azzurro).

Nord, confermando sia la sua dipendenza dai problemi dell'elettronica che la maggior inefficienza della regione a $z < 0$.

- Il 22 Ottobre 2007 il *crate* 10 è stato per la prima volta messo in trigger: questo fatto, come evidente da quanto ho esposto precedentemente, ha causato un aumento del rate di conteggi nell'emisfero Sud con una conseguente diminuzione dell'asimmetria Sud/Nord che è scesa all'80%.

- Il 26 Novembre 2007 l'aumento della soglia del trigger ha comportato una drastica diminuzione del rate di conteggi ($< 4 \cdot 10^5$ *cpd*) e un conseguente aumento dell'asimmetria Sud/Nord ($\sim 75\%$).

- Nel periodo tra il 17 Dicembre 2007 e Gennaio 2008 il rate di conteggi globale resta estremamente basso ($< 4 \cdot 10^5$ *cpd*) e si registra un drastico aumento dell'asimmetria Sud/Nord, che tocca il 20%: a causa di un problema software, una considerevole frazione di PMT veniva tenuta fuori dal trigger.

- Infine Gennaio 2008 mostra una situazione di stabilità: risolto il problema software e allargata la finestra di trigger a 99 $ns$, il rate di conteggi è ora stabile intorno ai $13 \cdot 10^5$ *cpd* e l'asimmetria è tornata ai valori iniziali intorno all'85%.

Attualmente la situazione appare stabile in una configurazione in cui l'emisfero Sud risulta meno efficiente dell'emisfero Nord sia nella raccolta di luce sia nell'attivazione del trigger. La residua asimmetria Sud/Nord per le basse energie, che è ora pari all'85%, appare quindi dovuta sia all'effettiva deformazione dell'IV che all'asimmetrica distribuzione dei canali morti.

### 6.1.3 Asimmetria nella distribuzione radiale per gli eventi di $^{14}C$

Infine, al complesso scenario dell'asimmetria Sud/Nord per le basse energie, dobbiamo aggiungere l'asimmetria radiale: studiando separatamente la ricostruzione del raggio per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$) nell'emisfero Sud e nell'emisfreo Nord, ci siamo accorti che, come si nota in Figura 6.8, solo quella per $z > 0$ segue l'andamento teorico, $r^2dr$, di una distribuzione radiale (vedi Eq. 7.1): l'inefficienza, descritta finora, dell'emisfero Sud causa una deformazione della distribuzione radiale alle basse energie.

### 6.1.4 Asimmetria in $y$ per gli eventi di $^{14}C$

Ho poi considerato la ricostruzione della coordinata $y$ per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$); come evidente in Figura 6.9, anche questa variabile presenta un'asimmetria particolare che si manifesta in una maggiore concentrazione degli eventi nella regione

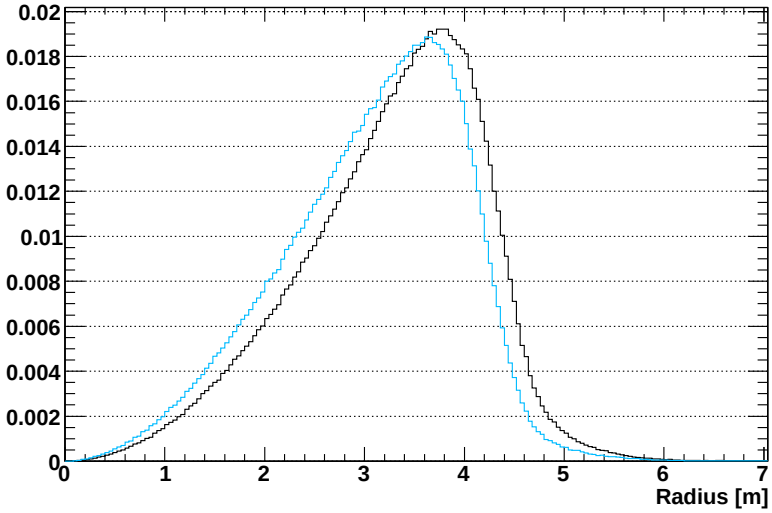



Figura 6.8: Distribuzione radiale ottenuta col codice di ricostruzione di Milano per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$) nell'emisfero Nord (curva nera) e nell'emisfero Sud (curva azzurra) normalizzate a 1. I dati sono stati selezionati nella settimana del 23 Settembre 2007. La distribuzione a $z < 0$ risulta deformata rispetto alla distribuzione attesa del tipo $r^2dr$ a causa dell'inefficienza che caratterizza l'emisfero Sud.

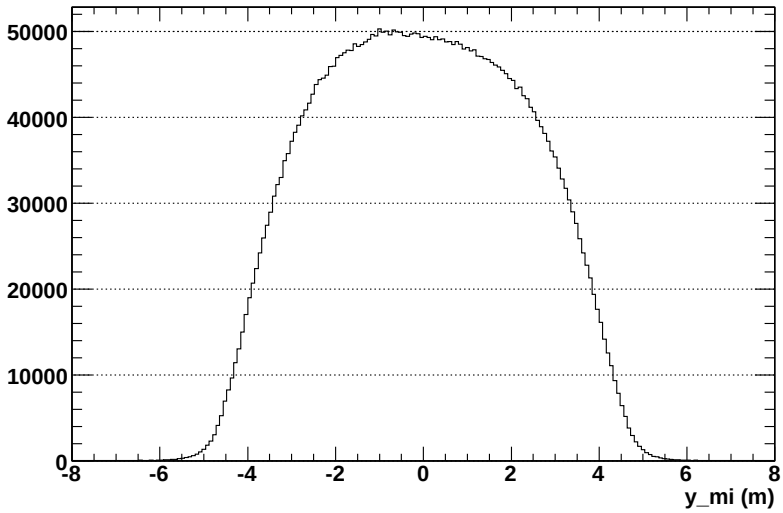



Figura 6.9: Distribuzione della coordinata $y$ per eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$) ottenute col codice di ricostruzione di Milano. I dati sono stati selezionati nella settimana del 23 Settembre 2007. È evidente un'asimmetria nella coordinata $y$, che si manifesta in una maggiore concentrazione degli eventi nella regione ad $y < 0$.

ad $y < 0$ (*sinistra*).
Ho utilizzato anche in questo caso il codice di ricostruzione di Dubna, per controllo: esso mostra la stessa asimmetria dell'algoritmo di Milano, facendo presupporre che la deformazione in $y$ visibile nei dati non sia dovuta ad un problema di ricostruzione, bensì ad un effetto fisico.
Test eseguiti sul Monte Carlo confermano questo aspetto: la coordinata $y$ ottenuta col codice di Milano per eventi $\beta$ simulati a 100 $keV$ ($20 < nhits < 45$) risulta, come atteso, perfettamente simmetrica.

### 6.1.5 Andamento temporale dell'asimmetria in $y$ per gli eventi di $^{14}C$

Studiando l'evoluzione temporale dell'asimmetria in $y$, mi sono accorta che la distorsione si modifica nel tempo, risultando più o meno intensa. In Figura 6.10 riporto l'andamento dell'asimmetria in $y$ calcolata come rapporto fra il numero di eventi di $^{14}C$ nella regione a $y < 0$ (*regione sinistra*) e nella regione a $y > 0$ (*regione destra*); appaiono evidenti numerose fluttuazioni. In particolare, la settimana fra il 31 Luglio 2007 e l'8 Agosto 2007, che corrisponde al periodo in cui la finestra di trigger è stata allargata a 99 $ns$, mostra un incremento significativo dell'asimmetria, a vantaggio della regione sinistra.

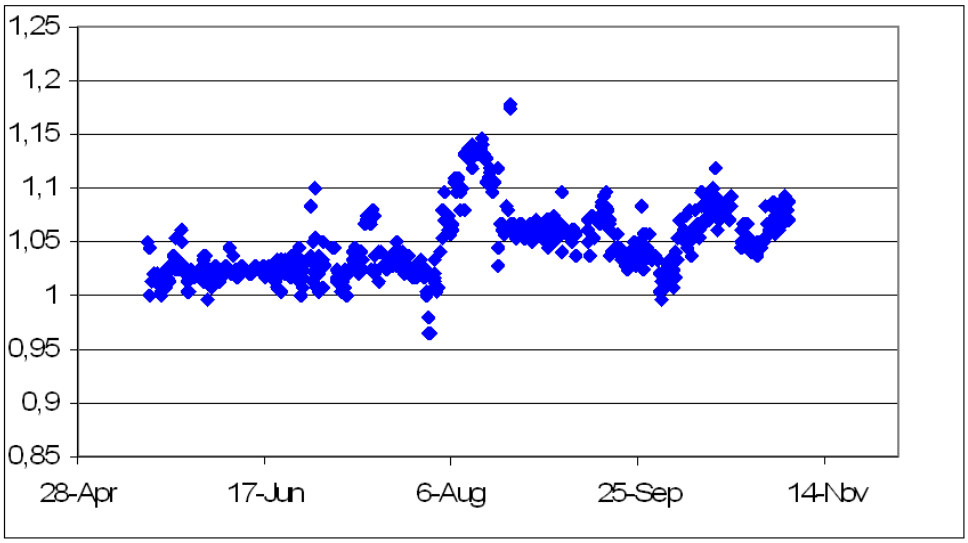



Figura 6.10: Andamento temporale dell'asimmetria Sinistra/Destra per gli eventi di $^{14}C$ ($40 < nhits < 70$), calcolata come rapporto fra il numero di eventi nella regione a $y < 0$ e nella regione a $y > 0$.

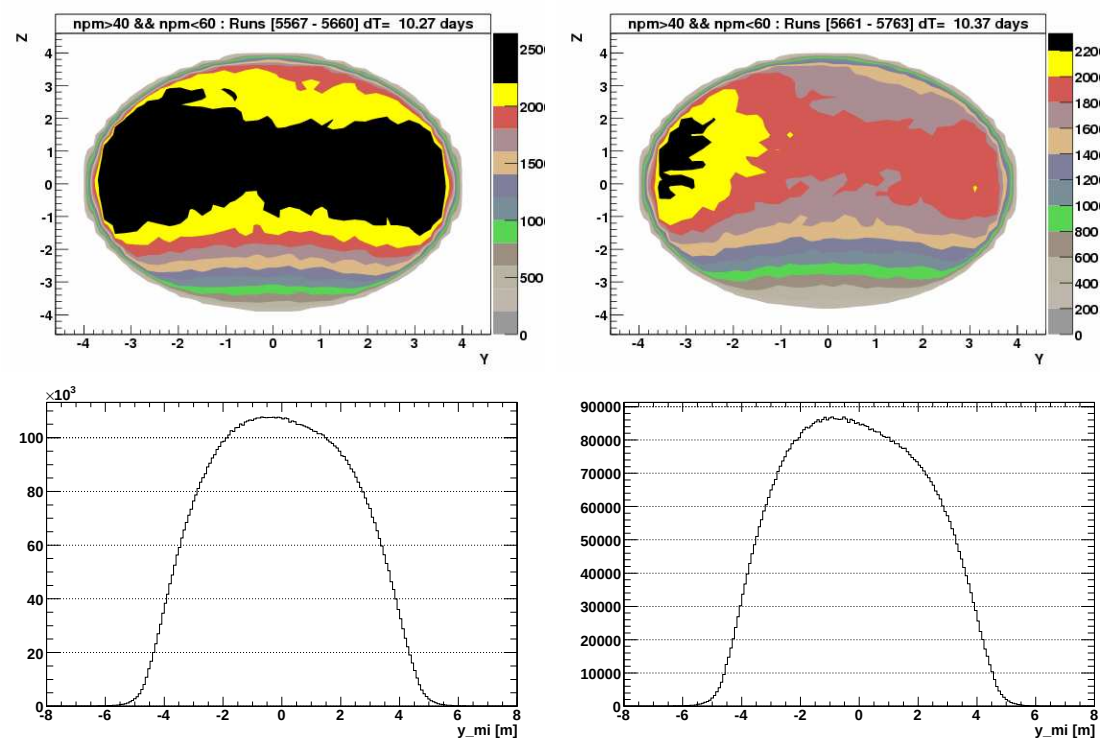



Figura 6.11: *Alto*: concentrazione di eventi di $^{14}C$ nel piano $(z, y)$ per valori di $|x| < 1\ m$ per i due periodi: 27 Luglio - 7 Agosto 2007 e 8 - 23 Agosto. *Basso*: distribuzione della coordinata $y$ degli eventi di $^{14}C$ $(40 < nhits < 70)$ negli stessi periodi. Si nota una corrispondenza fra la variazione della concentrazione del $^{14}C$ e dell'asimmetria. In particolare, il primo periodo è caratterizzato da una concentrazione uniforme di $^{14}C$ nella fascia centrale del piano $(z, y)$ ed infatti l'asimmetria "Sinistra/Destra" è poco visibile; invece nel secondo periodo gli eventi di $^{14}C$ sono concentrati nella regione a $y < 0$ ed infatti la distribuzione della $y$ è marcatamente asimmetrica, spostata verso la regione a $y < 0$.

L'origine dell'asimmetria in $y$ è stata trovata studiando la concentrazione di eventi di $^{14}C$ nel piano $(z, y)$ per valori di $|x| < 1\ m$. Come si vede in Figura 6.11, la concentrazione di eventi di $^{14}C$ nel piano $(z, y)$ varia nel tempo, sia in intensità che in posizione. Dal confronto con la distribuzione della $y$ si nota una correlazione fra la variazione della concentrazione del $^{14}C$ e la variazione dell'asimmetria.

La spiegazione dell'origine dell'asimmetria in $y$ riguarda anche in questo caso un problema legato all'elettronica di acquisizione: i *crate* 3 e 8, che forniscono l'alimentazione ai fotomoltiplicatori situati nelle regioni diametralmente opposte ad $y$ negative e $y$ positive, risultano rumorosi in modo variabile nel tempo. Questo fatto causa un'asimmetria nella ricostruzione della variabile $y$ per le basse energie, più sensibili al rumore elettronico.

## 6.2 Studio delle asimmetrie per eventi di alta energia

Assodato che l'asimmetria del rivelatore influenza gli eventi di bassa energia, ho voluto verificare se anche gli eventi di alta energia risentissero degli stessi effetti. Risulta infatti estremamente importante capire se anche l'analisi del neutrino ($E \sim 250-800\ keV$ per il $^7Be$, $E > 2.8\ MeV$ per il $^8B$) venga influenzata dall'asimmetria dell'apparato.
Ho perciò considerato un secondo contaminante intrinseco: il $^{210}Po$. Gli eventi di $^{210}Po$ corrispondono agli eventi di scintillazione derivanti dal decadimento $\alpha$ di questo contaminante, che ha una vita media di circa 199.7 $d$. L'$\alpha$ ha un'energia di 5.3 $MeV$ che, a causa del *quenching*, viene ridotta a circa 400 $keV$; ho selezionato il $^{210}Po$ richiedendo eventi di trigger di neutrino in una finestra energetica da 140 a 220 $nhits$, che ricordiamo essere il numero di fotoni che colpiscono i fotomoltiplicatori, corrispondondenti ad un intervallo energetico di circa 300 - 450 $keV$.
Gli eventi di $^{210}Po$ si prestano, quindi, bene come prototipi di eventi dell'energia tipica della Neutrino Window (NW, $250-800\ keV$).

### 6.2.1 Asimmetria in $z$ per gli eventi di $^{210}Po$

Ci si aspetta che anche il $^{210}Po$ sia uniformemente distribuito nel Vessel e che, quindi, la ricostruzione spaziale nelle tre coordinate $x$, $y$ e $z$ sia simmetrica. Invece, come evidente in Figura 6.12 in alto, la distribuzione della coordinata $z$ risulta fortemente asimmetrica; l'asimmetria è però differente da quella osservata per eventi di bassa energia, in quanto non si tratta di uno spostamento verso l'alto; sembra piuttosto che ci sia una maggior concentrazione di eventi nella regione a $z > 0$, con una distribuzione particolare.

Anche in questo caso per verificare se si trattasse di un problema del codice di ricostruzione di Milano, ho utilizzato anche l'algoritmo di Dubna, che ha riportato però il medesimo problema; il fatto che entrambi i codici evidenzino l'asimmetria in $z$ sembra incompatibile con un errore nella ricostruzione.
Come nel caso del $^{14}C$, ho studiato il problema mediante simulazioni Monte Carlo ad alta energia (500 $keV$): gli eventi simulati non mostrano alcuna asimmetria in $z$ né nel caso del rivelatore perfettamente simmetrico, né nel caso reale (asimmetrica distribuzione dei PMT guasti ed in trigger e disabilitazione del *crate* 10 dal trigger).
Appare chiaro che l'origine dell'asimmetria Sud/Nord per gli eventi di $^{210}Po$ abbia un'origine diversa da quella per gli eventi di $^{14}C$.
A conferma di ciò, notiamo che la distribuzione della coordinata $y$ risulta simmetrica a queste energie (vedi Figura 6.12 in basso).

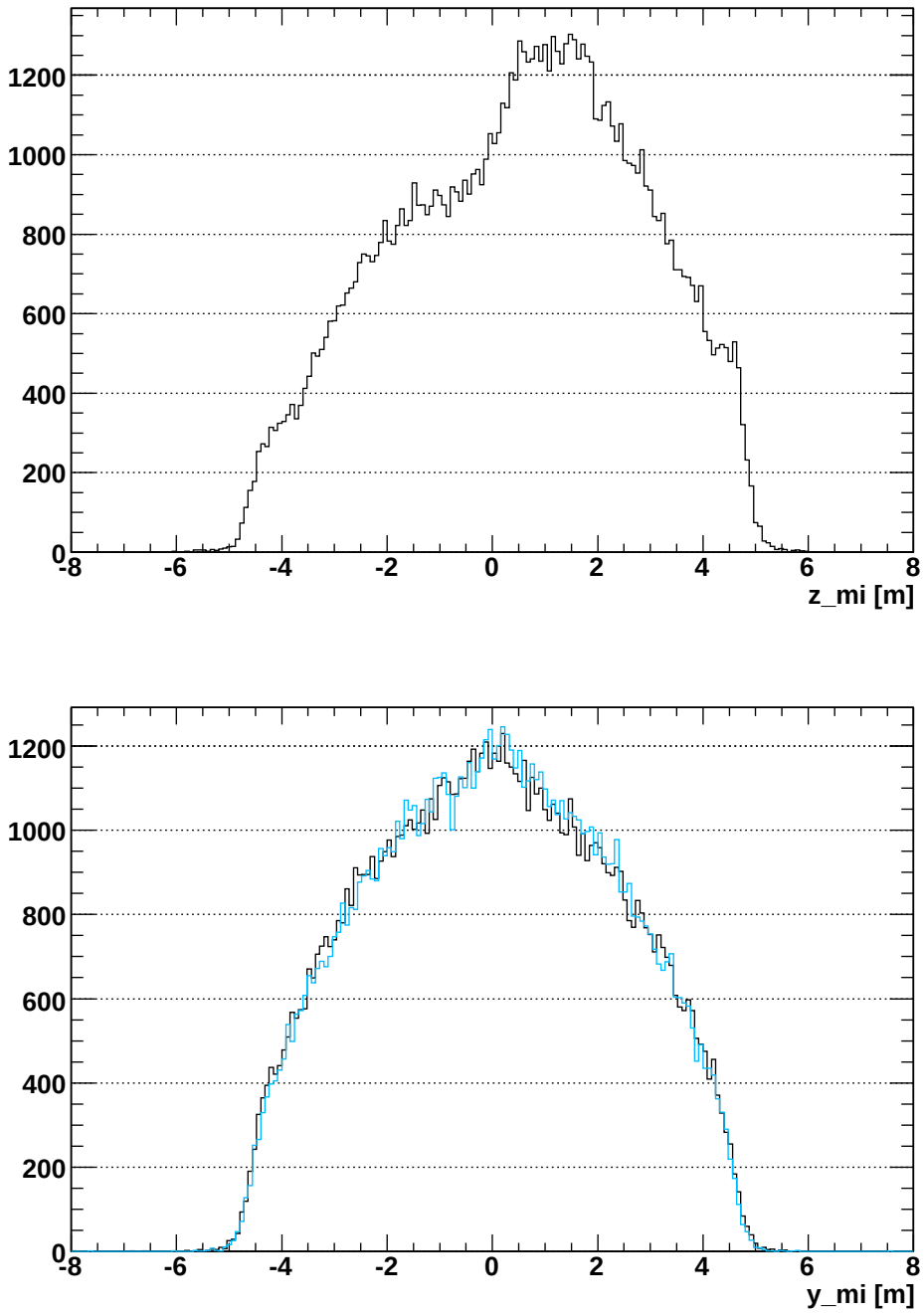



Figura 6.12: *Alto*: distribuzione della coordinata $z$ per eventi di $^{210}Po$ ($140 < nhits < 220$) ottenute col codice di ricostruzione di Milano. I dati sono stati selezionati nella settimana del 23 Settembre 2007. È evidente un'asimmetria nella coordinata $z$, la cui distribuzione risulta "svuotata" nella regione a $z < 0$. *Basso*: distribuzioni delle coordinate $x$ (azzurro) e $y$ (nero) per eventi di $^{210}Po$ ($140 < nhits < 220$) ottenute col codice di ricostruzione di Milano. I dati sono stati selezionati nella settimana del 23 Settembre 2007. Entrambe le distribuzioni risultano simmetriche.

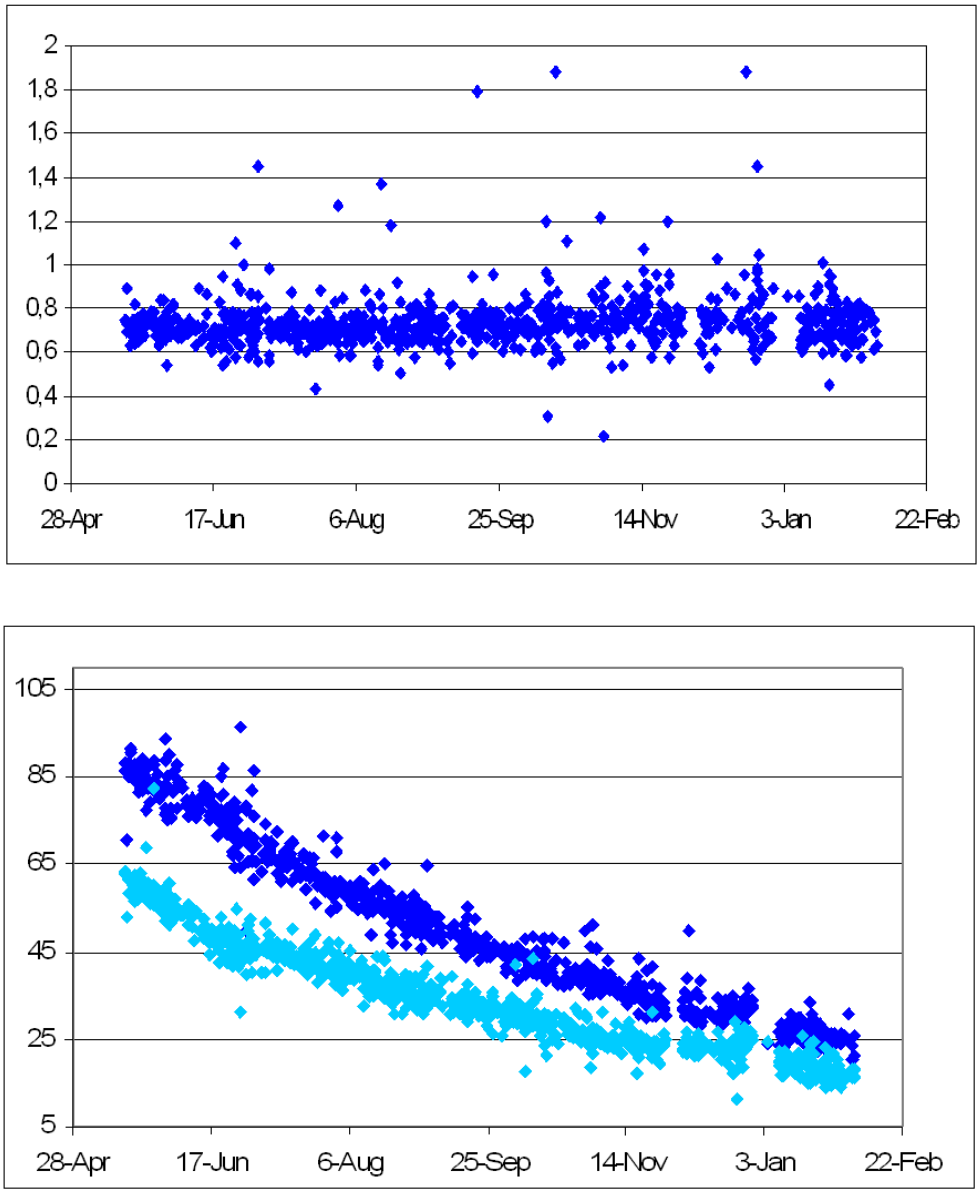



Figura 6.13: *Alto*: andamento temporale dell'asimmetria Sud/Nord di eventi di $^{210}Po$ calcolata come rapporto fra il numero di eventi nell'emisfero Sud e nell'emisfero Nord nel Volume Fiduciale; l'asimmetria si mantiene pressocché costante, dimostrando di essere insensibile ai problemi dell'elettronica. *Basso*: andamento temporale del numero di conteggi di $^{210}Po$ nell'emisfero Nord (blu) e Sud (azzurro) nell'Inner Vessel. Il numero di conteggi di $^{210}Po$ è stato calcolato fittando la distribuzione energetica fra 100 e 400 *nhits* con una distribuzione gaussiana sommata ad una polinomiale in modo da riprodurre lo spettro atteso dal decadiemento $\alpha$. La pendenza della distribuzione a Nord è compatibile con una vita media di 208 $d$, mentre la pendenza della distribuzione a Sud con una vita media di 217 $d$, valori vicini a quell'atteso, $\tau \simeq 200$ $d$.

### 6.2.2 Andamento temporale dell'asimmetria in $z$ per gli eventi di $^{210}Po$

Come nel caso precedente, ho studiato l'evoluzione temporale dell'asimmetria Sud/Nord e del numero di conteggi nell'emisfero Nord e Sud per gli eventi di $^{210}Po$.
Come evidente in Figura 6.13 in alto, questa volta l'asimmetria nella coordinata $z$ si è mantenuta costante nel tempo, risultando perciò insensibile agli interventi sull'elettronica e dimostrando quindi di avere un'origine differente dall'asimmetria che caratterizza le energie del $^{14}C$.
In Figura 6.13 in basso riporto l'andamento nel tempo del numero di conteggi di $^{210}Po$ nei due emisferi, da cui risulta evidente che la concentrazione di $^{210}Po$ è maggiore nell'emisfero Nord.
Fittando queste distribuzioni temporali con un esponenziale si ottengono, come inversi della pendenza, valori compatibili con quello della vita media del $^{210}Po$ ($\sim 200\ d$), sia nell'emisfero Nord che nell'emisfero Sud.
Sembra, peró, che la differenza di conteggi di $^{210}Po$ fra emisfero Nord e Sud, sia dovuta ad un'effettiva disuniformità nella distribuzione di questo contaminante, che risulta maggiormente concentrato nella regione a $z > 0$. Ciò potrebbe essere dovuto ad un effetto di stratificazione: assumendo che la contaminazione da $^{210}Po$ risalga alla fase di riempimento, è ragionevole pensare che lo scintillatore che ora si trova nell'emisfero Sud, essendo stato per primo inserito nel Vessel, sia più povero di $^{210}Po$, che ha avuto più tempo per decadere rispetto a quello che contamina lo scintillatore dell'emisfero Nord; questo discorso vale solo ammettendo che lo pseudocumene, una volta inserito, non abbia subito effetti di rimescolamento.

## 6.3 Conclusioni sugli studi di asimmetria

In definitiva lo studio delle asimmetrie nella distribuzione spaziale a basse ed alte energie mi ha portato alle seguenti conlusioni:

- Le basse energie ($E < 150\ keV$) sono sensibili ai problemi dell'elettronica di acquisizione, come ci si aspetta vicino alla soglia energetica. In particolare, l'asimmetria in $z$ sembra essere dovuta ad una combinazione di diversi fattori, tra cui un reale spostamento e deformazione del Vessel e un'asimmetrica distribuzione dei PMT funzionanti ed in trigger; l'asimmetria in $y$, invece, pare causata da alcuni *crate* rumorosi.

- Le alte energie ($E \simeq 500\ keV$) sembrano insensibili ai problemi legati all'elettronica. In particolare, per gli eventi di $^{210}Po$ l'asimmetria in $y$ scompare e l'asimmetria in $z$ pare avere un'origine diversa da quella per gli eventi di $^{14}C$; essa infatti resta costante nel tempo e sembra essere dovuta ad una reale disuniformità nella distribuzione del $^{210}Po$, maggiormente concentrato nell'emisfero Nord.

Appare chiaro da quanto esposto che la presenza di asimmetrie nella ricostruzione dei dati non è minimamnente attribuibile a problemi dell'algoritmo di ricostruzione di Milano, ma riproduce effetti reali legati sia alla forma del Vessel che a problemi dell'elettronica. Tali effetti influenzano, però, solamente le basse energie ($E < 150\ keV$) e sembrano non coinvolgerere le energie della NW ($250 - 800\ keV$); a maggior ragione, per l'analisi dei neutrini da $^8B$ ($E > 2.8\ MeV$ - vedi Capitolo 9), ho potuto trascurare completamente questa problematica.

# Capitolo 7

# Studio delle sistematiche associate alla definizione del Volume Fiduciale

Per eliminare il fondo esterno, in fase di analisi solo il cuore del rivelatore, corrispondente nominalmente a 100 $t$ di scintillatore, viene selezionato attraverso un taglio *software* di una sfera di 3 $m$ di raggio, il *Volume Fiduciale (FV)*.
L'algoritmo di ricostruzione spaziale risulta, quindi, cruciale per la determinazione del Volume Fiduciale in Borexino.
In questo capitolo prenderò in esame alcuni problemi legati all'algoritmo di ricostruzione spaziale: mostrerò come si è giunti alla conclusione della necessità di usare nell'algoritmo un *indice di rifrazione efficace* $n_{eff} = 1.7$, maggiore di quello nominale ($n = 1.53$), per tener conto in maniera efficace di alcuni effetti di propagazione della luce nel rivelatore, che non è possibile includere nel codice in maniera esatta.
Descriverò poi come, a partire dall'analisi di diverse classi di eventi uniforemente distribuite nel Vessel, mi è stato possibile stimare l'errore sistematico associato alla definizione di Volume Fiduciale, che si è rivelato di pochi percento.
Quest'ultimo studio è risultato essenziale non solo per il proseguimento del mio lavoro, ma in generale per la valutazione degli errori in tutte le analisi che necessitano di restringersi al FV per rimuovere il fondo esterno.

## 7.1 La distribuzione radiale in Borexino

La distribuzione di eventi di scintillazione in un vessel sferico può essere ben descritta dalla funzione teorica data da [57]:

$$p(r) = \int_0^{R_V} dr_0 p(r_0) \frac{r^2}{\sigma_1\sigma_2\sigma_3\sqrt{(2\pi)^3}} \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\phi \, e^{-\left(\frac{(r\cos\phi\cos\theta - r_0)^2}{2\sigma_1^2} + \frac{(r\cos\phi\sin\theta)^2}{2\sigma_2^2} + \frac{(r\sin\phi)^2}{2\sigma_3^2}\right)} \cos\phi \tag{7.1}$$

dove

$$p(r_0) = \frac{3}{R_V^3} r_0^2 \tag{7.2}$$

è la densità uniforme degli eventi nel Vessel, $R_V$ è il raggio del Vessel e $\sigma_1$, $\sigma_2$ e $\sigma_3$ sono le risoluzioni per le tre coordinate $x$, $y$, $z$.
Nel caso gli eventi di scintillazione non siano uniformemente distribuiti, bisogna lievemente modificare questo modello; ad esempio, se la densità degli eventi diminuisce gradualmente verso i bordi del vessel (ovvero se il rivelatore soffre di una perdita di eventi ai bordi), si può modellizzare tale effetto sostituendo la funzione 7.2, con l'espressione:

$$p(r_0) = \frac{3}{R_V^3} r_0^2 \Big(1 - a\ e^{\frac{r}{b}}\Big) \tag{7.3}$$

dove $a$ e $b$ sono parametri da determinare sperimentalmente.
Dato che, come visto nel Capitolo 6, Borexino soffre di un'inefficienza nella rivelazione degli eventi di bassa energia ($E \leq 150\ keV$) nell'emisfero Sud dell'*Inner Vessel (IV)*, la modellizzazione appena mostrata può essere considerata solo come un'approssimazione ed è stato necessario testarne la validità sugli eventi di $^{14}C$ [58].
Dagli studi condotti con procedure di fit sulla distribuzione radiale, ottenuta usando il codice di ricostruzione di Milano [1], è risultato, come atteso, che:

- la distribuzione radiale degli eventi di $^{14}C$ nell'emisfero Nord del Vessel segue la modellizzazione dell'Equazione 7.1 con $p(r_0)$ data dall'Eq. 7.2, ovvero senza perdita di eventi ai bordi;

- la distribuzione radiale degli eventi di $^{14}C$ nell'emisfero Sud del Vessel segue la modellizzazione dell'Equazione 7.1 con $p(r_0)$ data dall'Eq. 7.3, ovvero con perdita di eventi ai bordi.

Alla luce di ciò, verrà presa come riferimento la distribuzione degli eventi di $^{14}C$ nella parte Nord del Vessel.
Se si considera, però, la distribuzione radiale del $^{14}C$ ricostruita col codice di Milano, si nota che entrambe le modellizzazioni sono compatibili con un raggio ricostruito di $R_V \simeq 4.6\ m$, valore molto maggiore di quello nominale ($4.25\ m$): si puó quindi dire che la ricostruzione spaziale dei dati ottenuta col codice di Milano appare "spostata" verso l'esterno.
Sono perciò risultati necessari studi che verificassero come porre rimedio a tale discrepanza. In questo contesto si inserisce il lavoro che descriverò nelle prossime pagine.

[1] Ricordiamo che il codice di ricostruzione di Milano è uno dei tre algoritmi presenti nel codice *Echidna*; esso, basandosi sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fototubi e sulla conoscenza dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione, cerca la posizione del vertice di interazione che massimizza una funzione di *likelihood*.

## 7.2 L'indice di rifrazione efficace

Per comprendere e correggere questo comportamento anomalo del codice di ricostruzione, ho potuto avvalermi dell'esperienza degli anni passati: l'analoga situazione verificatasi in CTF, il prototipo di Borexino, aveva evidenziato come causa del problema una sottostima, nell'algoritmo di ricostruzione, degli effetti di rallentamento dei fotoni nello scintillatore, ovvero assorbimento e riemissione, scattering e riflessione. Per ottenere la distribuzione radiale corretta si è pensato quindi di ricorrere, come in CTF, ad un *indice di rifrazione efficace*, maggiore di quello nominale dello scintillatore ($n = 1.53$), che tenesse conto di questi effetti altrimenti trascurati; l'uso di un indice di rifrazione maggiore comporta, infatti, un effetto di rallentamento della propagazione della luce, con una conseguente "contrazione" della distribuzione radiale.

Ho selezionato il $^{14}C$ richiedendo eventi che siano *trigger di neutrino* e che abbiano energia tra 120 $keV$ e 160 $keV$; la valutazione dell'energia è stata fatta utilizzando la variabile *charge* (che ricordiamo essere la carica raccolta da ciascun fotomoltiplicatore, vedi Paragrafo 5.2.1) normalizzata a 2000 fotomoltiplicatori; per questa analisi ho quindi selezionato *charge* tra 60 e 80.
In Figura 7.1 riporto la distribuzione degli eventi di $^{14}C$ nell'emisfero Nord ottenuta con $n = 1.53$ fittata dalla Funzione 7.1. Il fit restituisce come parametri il valore del raggio del Vessel ($R_V$) e la risoluzione spaziale ($\sigma$). Come già detto, l'accordo con la modellizzazione è piuttosto buono ($\chi^2/ngl \simeq 2$) e il raggio ricostruito corrisponde a $R_V \simeq 4.6\ m$.
Ricostruendo i dati con diversi indici di rifrazione ho trovato che il valore per cui la distribuzione radiale del $^{14}C$ è compatibile con un raggio del Vessel di 4.25 $m$ è:

$$n_{eff} = 1.7 \tag{7.4}$$

In Figura 7.2 è riportato il fit della distribuzione radiale per eventi di $^{14}C$ nell'emisfero Nord, ottenuto con l'indice di rifrazione efficace. Notiamo che il valore del $\chi^2$ è molto vicino a 1: la distibuzione radiale col nuovo indice di rifrazione segue quindi molto bene la forma attesa del tipo $r^2dr$.
A questo punto, prima di poter ufficialmente sostituire l'indice di rifrazione efficace a quello nominale nel codice di ricostruzione, è risultato opportuno testarne l'effetto su altre classi di eventi, verificando che non fossero introdotti effetti di distorsione della distribuzione radiale.

### 7.2.1 Distribuzione radiale del radon

Come primo controllo del risultato ottenuto sul $^{14}C$, ho studiato la distribuzione uniforme degli eventi di $^{222}Rn$; a questo scopo ho considerato i *run* raccolti nell'Aprile 2007, durante una sospensione del processo di riempimento di Borexino con

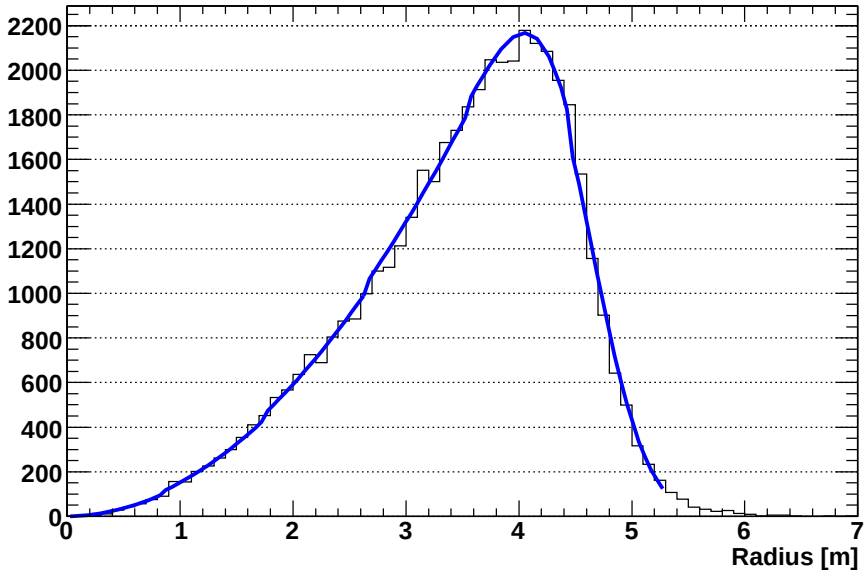



Figura 7.1: Fit radiale per eventi di $^{14}C$ con $z > 0$ e *charge* tra 60 e 80 ottenuta dal run 7601; l'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello nominale $n = 1.53$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.573 \pm 0.005)\ m$, $\sigma = (0.375 \pm 0.006)\ m$ con un $\chi^2 = 98.4/51$.

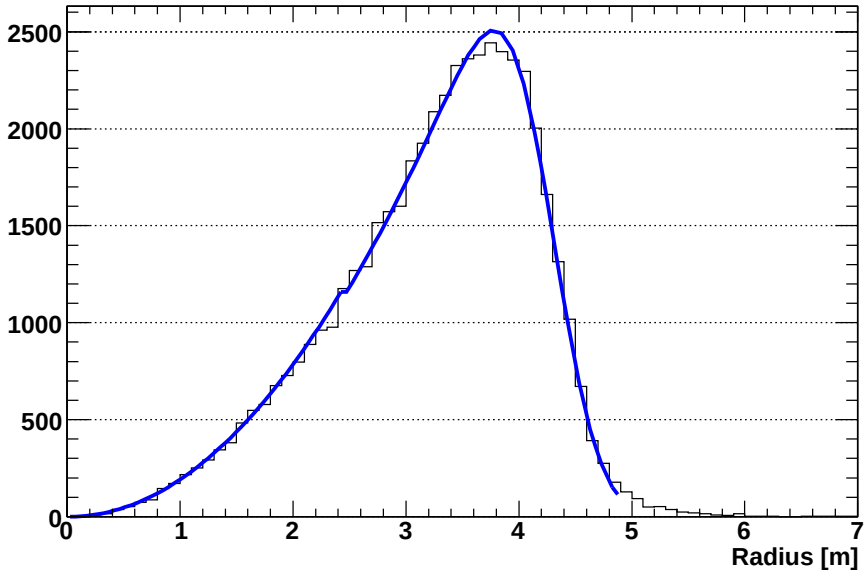



Figura 7.2: Fit radiale per eventi di $^{14}C$ con $z > 0$ e *charge* tra 60 e 80 ottenuta dal run 7601; l'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.258 \pm 0.005)\ m$, $\sigma = (0.335 \pm 0.005)\ m$ con un $\chi^2 = 66.1/46$.

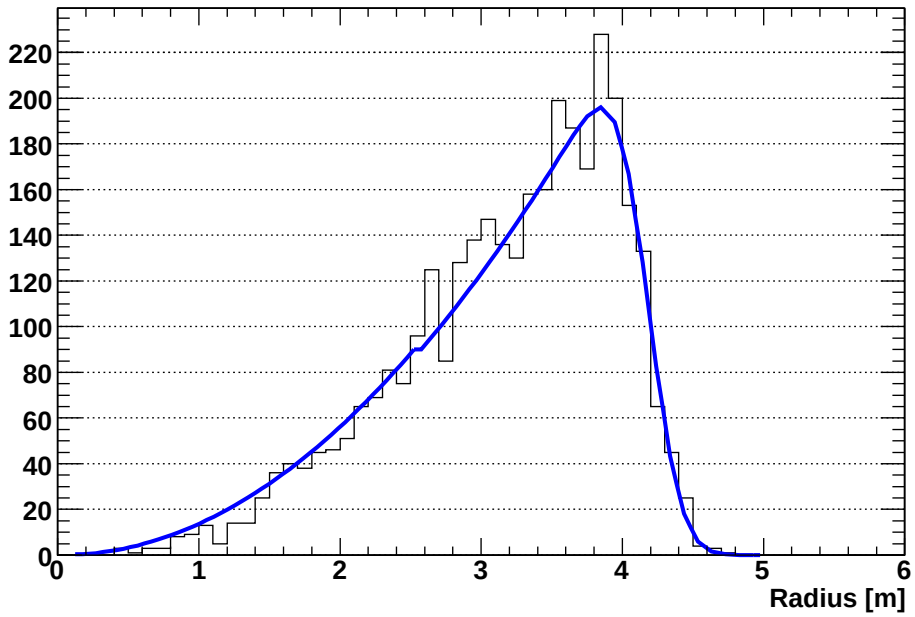



Figura 7.3: Fit radiale per eventi di $^{222}Rn$ con $z > 0$ dei run di Aprile 2007; l'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.176 \pm 0.012)\ m$, $\sigma = (0.184 \pm 0.011)\ m$ con un $\chi^2 = 117.5/43$.

.

$PC + PPO$; tali run sono caratterizzati dalla presenza di una significativa quantità di $^{222}Rn$, probabilmente infiltratosi durante le procedure di riempimento e risultano quindi interessanti in quanto permettono di testare il codice di ricostruzione col nuovo indice di rifrazione su un campione di eventi ad energia maggiore del $^{14}C$. Dato, però, che all'epoca il Vessel era pieno per 2/3 di scintillatore, mentre nella parte inferiore era ancora presente l'acqua, abbiamo limitato l'analisi all'emisfero Nord[2]. Gli eventi di $^{222}Rn$ sono individuati cercando la coincidenza ritardata tra i suoi figli $^{214}Bi$, che decade $\beta$ con $Q$ valore di 3.272 $MeV$, e $^{214}Po$, che decade $\alpha$ ($\tau = 237\ \mu s$) con energia di 7.69 $MeV$ che, a causa del quenching, corrisponde a un'energia visibile di circa 1 $MeV$.
Si cerca quindi la coincidenza entro 1000 $\mu s$ ($\sim$ 4 vite medie del $^{214}Po$), nel raggio di 1 $m$ tra eventi con energia tipica del $\beta$ del $^{214}Bi$, $E > 160\ keV$ ($> 80\ nhits$ normalizzati a 2000 PMT) ed eventi con energia tipica dell'$\alpha$ del $^{214}Po$, tenendo conto del *quenching*, $0.5\ MeV < E < 0.9\ MeV$ ($250 < nhits < 450$); si chiede anche che

[2]Ricordiamo che il riempimento di Borexino con $PC + PPO$ è avvenuto immettendo lo scintillatore dall'alto ed estraendo dal basso l'acqua con cui era stato precedentemente riempito il Vessel.

i candidati non siano muoni.
In Figura 7.3 è mostrata la distribuzione ottenuta con $n_{eff} = 1.7$, che risulta ben fittata dalla Funzione 7.1; il raggio ricostruito risulta $R_V \simeq 4.18\ m$.

### 7.2.2 Distribuzione radiale di eventi ad alta energia

Come eventi ad alta energia uniformemente distribuiti nel Vessel ho considerato:

- **neutroni** individuati dal *trigger 128*, che ricordiamo essere il trigger dedicato all'individuazione dei neutroni in coincidenza coi muoni cosmici in una finestra temporale di 1.6 $ms$ (vedi Paragrafo 5.1.4);

- **nuclei cosmogenici veloci**, che ricordiamo essere isotopi radioattivi prodotti dalle interazioni dei muoni con i nuclei di $^{12}C$ dello scintillatore o del *buffer*, che decadono con vite medie dell'ordine del secondo (vedi Paragrafo 4.2.1);

- **eventi ad alta molteplicità**: con questo termine indichiamo eventi di alta energia prodotti in un intervallo di tempo di pochi secondi, in seguito al passaggio di un muone; non si tratta necessariamente di cosmogenici, ma anche di diseccitazioni di nuclei eccitati dal muone.

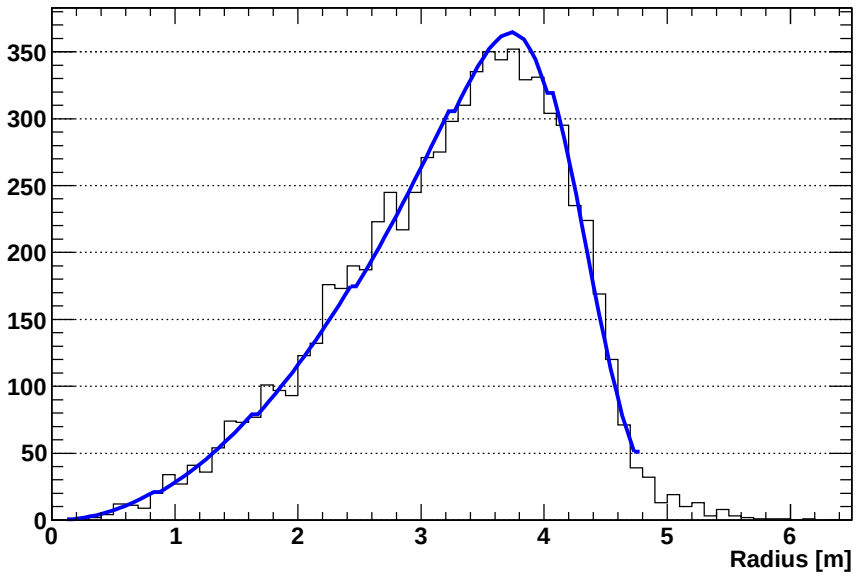



Figura 7.4: Fit radiale per neutroni individuati dal *trigger 128* in tutto l'IV nella statistica raccolta tra Gennaio e Aprile 2008. L'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.248 \pm 0.014)\ m$, $\sigma = (0.398 \pm 0.019)\ m$ con un $\chi^2 = 45.6/42$.

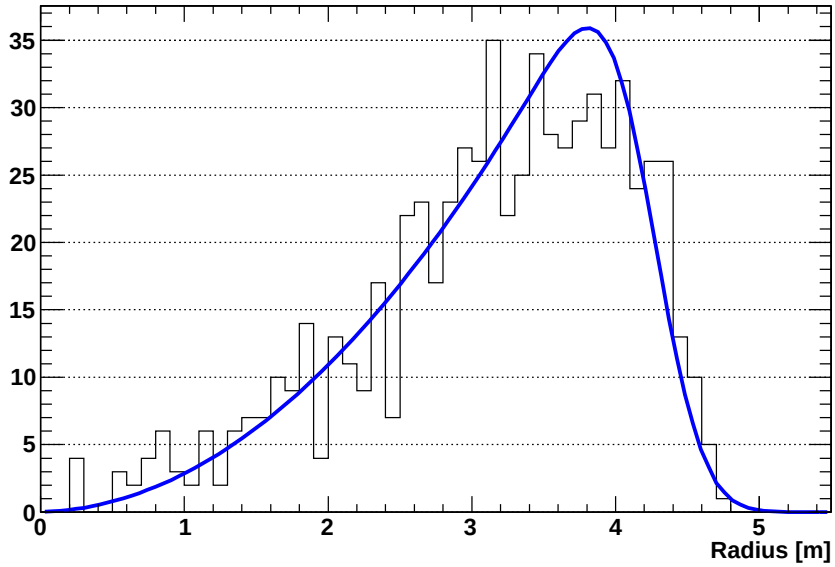



Figura 7.5: Fit radiale per eventi cosmogenici veloci ($E > 2.8\ MeV,\ \tau < 1\ s$) in tutto l'IV. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.081 \pm 0.009)\ m$, $\sigma = (0.211 \pm 0.008)\ m$ con un $\chi^2 = 92.8/98$. L'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I dati si riferiscono al periodo da Luglio 2007 ad Aprile 2008.

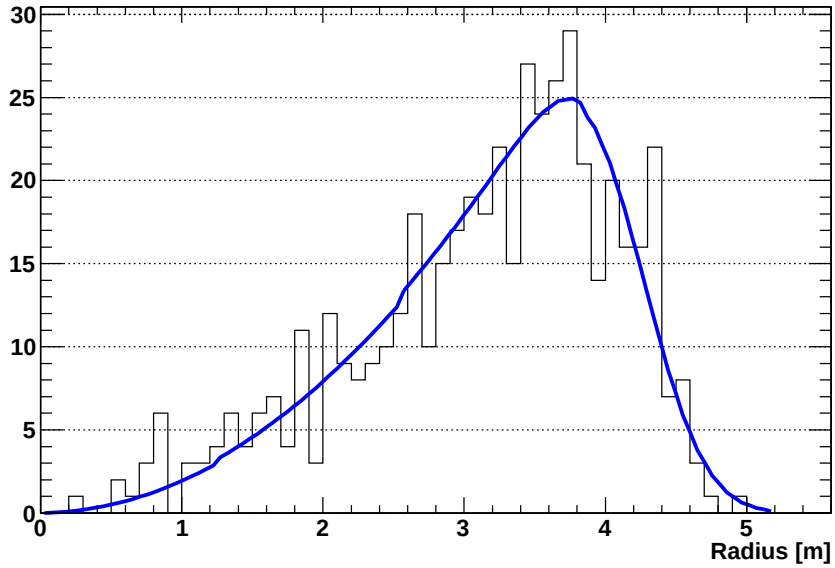



Figura 7.6: Fit radiale per eventi ad alta molteplicità ($E > 2.8\ MeV$ in 5 $s$) in tutto l'IV. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.210 \pm 0.049)\ m$, $\sigma = (0.342 \pm 0.042)\ m$ con un $\chi^2 = 43.3/42$. L'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I dati si riferiscono al periodo da Luglio 2007 ad Aprile 2008.

Delle ultime due classi di eventi e delle tecniche usate per selezionarli parlerò diffusamente nel Capitolo 9; per il momento, mi limito a dire che ho considerato cosmogenici veloci tutti gli eventi con $E > 2.8\ MeV$ entro $2\ s$ da un muone e ad alta molteplicità eventi con $E > 2.8\ MeV$ che cadessero in una finestra temporale di $5\ s$.
Dagli studi esposti nel Capitolo 6, sappiamo che gli effetti dell'asimmetria del rivelatore non influiscono sulle regioni ad alta energia; per questo motivo nell'analizzare le classi di eventi sopra elencate, abbiamo potuto considerare la distribuzione radiale in tutto l'IV, senza necessità di limitarci all'emisfero Nord. Come evidente nelle Figure 7.4, 7.5 e 7.6, in tutti e tre i casi la distribuzione radiale risulta compatibile con un raggio del Vessel di $4.25\ m$ con un $\chi^2$ molto vicino ad 1.

### 7.2.3 Verifica sui diffusori di Teflon

Un'interessante verifica della correttezza del codice di ricostruzione, una volta introdotto l'indice di rifrazione efficace, si può fare confrontando la ricostruzione di oggetti, di cui sia nota la posizione, con la posizione nominale. A questo scopo si sono potuti usare i diffusori di Teflon: si tratta di 46 di sfere, collegate ad altrettante fibre ottiche, che sono state montate sul Vessel in fase di costruzione. La luce che viene passata alle sfere di Teflon si ottiene eccitando un piccolo campione di scintillatore con luce laser da $266\ nm$; la luce di scintillazione viene poi convogliata nelle fibre ottiche che arrivano fino alle sfere, da cui è emessa. In questo modo, la distribuzione temporale della luce che esce dalle sfere è esattamente quella di un evento di scintillazione: si può quindi utilizzare l'algoritmo di Milano per la ricostruzione spaziale di questi eventi, con la stessa *p.d.f.* (*Probability Density Function*) usata per i dati veri (vedi Paragrafo 5.2.2). La posizione dei diffusori è nota, con un'incertezza di circa $2\ cm$, dalle fotografie realizzate dalle fotocamere CCD, posizionate all'interno della $SSS$.
In un *run* dedicato, sono stati acquisiti dati illuminando le sfere una per volta; è stato così possibile confrontare la posizione nominale delle sfere con quella ottenuta dalla ricostruzione. I risultati di tale confronto sono mostrati in Tabella 7.1, dove riporto la posizione nominale delle sfere e la posizione ricostruita sia usando l'indice di rifrazione nominale $n = 1.53$, che quello efficace $n_{eff} = 1.7$. Purtroppo a causa di problemi di diffusione lungo le fibre, solo tre sfere su 46 hanno emesso luce sufficiente da poter essere ricostruita.
Si nota che l'introduzione dell'indice di rifrazione efficace migliora notevolmente l'accordo fra la posizione nominale e quella ricostruita.

### 7.2.4 Distribuzione del fondo esterno

Per concludere i test sulla correttezza dell'indice di rifrazione efficace, ho considerato la distribuzione radiale ottenuta considerando gli eventi di energia appena sopra la Neutrino Window. Ho quindi considerato gli eventi di trigger di neutrino, dopo

| **Num. sfera** | **Pos. nominale** | **Pos. ricostruita** ($n = 1.53$) | **Pos. ricostruita** ($n_{eff} = 1.7$) |
|---|---|---|---|
| 2 $m$ | 4.22 $m$ | 4.52 $m$ | 4.18 $m$ |
| 3 $m$ | 4.42 $m$ | 4.88 $m$ | 4.42 $m$ |
| 6 $m$ | 4.23 $m$ | 4.60 $m$ | 4.22 $m$ |

Tabella 7.1: Confronto tra la posizione nominale e quelle ricostruite usando l'indice di rifrazione nominale ($n = 1.53$) e quello efficace ($n_{eff} = 1.7$) nel caso di luce emessa dai diffusori di Teflon. Le incertezze sulle posizioni ricostruite sono di circa 1 $cm$. L'accordo della ricostruzione che usa $n_{eff} = 1.7$ è spiccatamente migliore.

aver eliminato i muoni, che avessero *charge* tra 270 e 400, corrispondente ad un intervallo energetico tra 540 e 800 $keV$. Questa regione energetica è dominata dal fondo esterno, soprattutto dai $\gamma$ dei fotomoltiplicatori.
In questo caso, la distribuzione radiale sarà diversa dai casi precedenti. Infatti, il fondo esterno che penetra nell'IV viene rivelato non appena supera il Vessel di nylon e comincia a produrre luce; dato che la penetrazione nel Vessel viene attenuata verso l'interno, ne risulta una distribuzione superficiale con una decrescita esponenziale verso l'interno; la funzione modello sarà quindi data dall'Eq. 7.1, dove però:

$$p(r_0) = \frac{r_0^2 \; e^{-\frac{R_V - r_0}{\lambda}}}{\int_0^{R_V} r_0^2 \; e^{-\frac{R_V - r_0}{\lambda}}} \tag{7.5}$$

con $\lambda$ lunghezza di penetrazione dei $\gamma$ esterni. In particolare, quindi, $p(r_0)$ rappresenta ora la distribuzione di tipo esponenziale dalla superficie del Vessel verso l'interno dello scintillatore dell'energia dapositata dai $\gamma$ esterni.
In Figura 7.7 riporto i fit delle distribuzioni radiali del fondo esterno separatamente per l'emisfero Nord e Sud. Notiamo che il valore del raggio del Vessel restituito dal fit risulta maggiore di quello trovato considerando le sorgenti di fondo interne allo scintillatore. Il medesimo problema si aveva anche usando l'indice di rifrazione nominale. Ciò potrebbe essere dovuto alla presenza di luce di scintillazione o luce Čerenkov proveniente dal buffer che simula eventi verso l'esterno del Vessel.
È interessante notare che il raggio del Vessel trovato dal fit per l'emisfero Nord è molto diverso da quello dell'emisfero Sud, conformemente a quanto ci si aspetta data la forma del Vessel che, come visto nel Capitolo 6, risulta spostato verso l'alto, presentando un rigonfiamento della calotta Nord e uno svuotamento della calotta Sud.

Alla luce di quanto esposto finora, si è ritenuto opportuno inserire nell'algoritmo di ricostruzione di Milano l'indice di rifrazione efficace $n_{eff} = 1.7$.

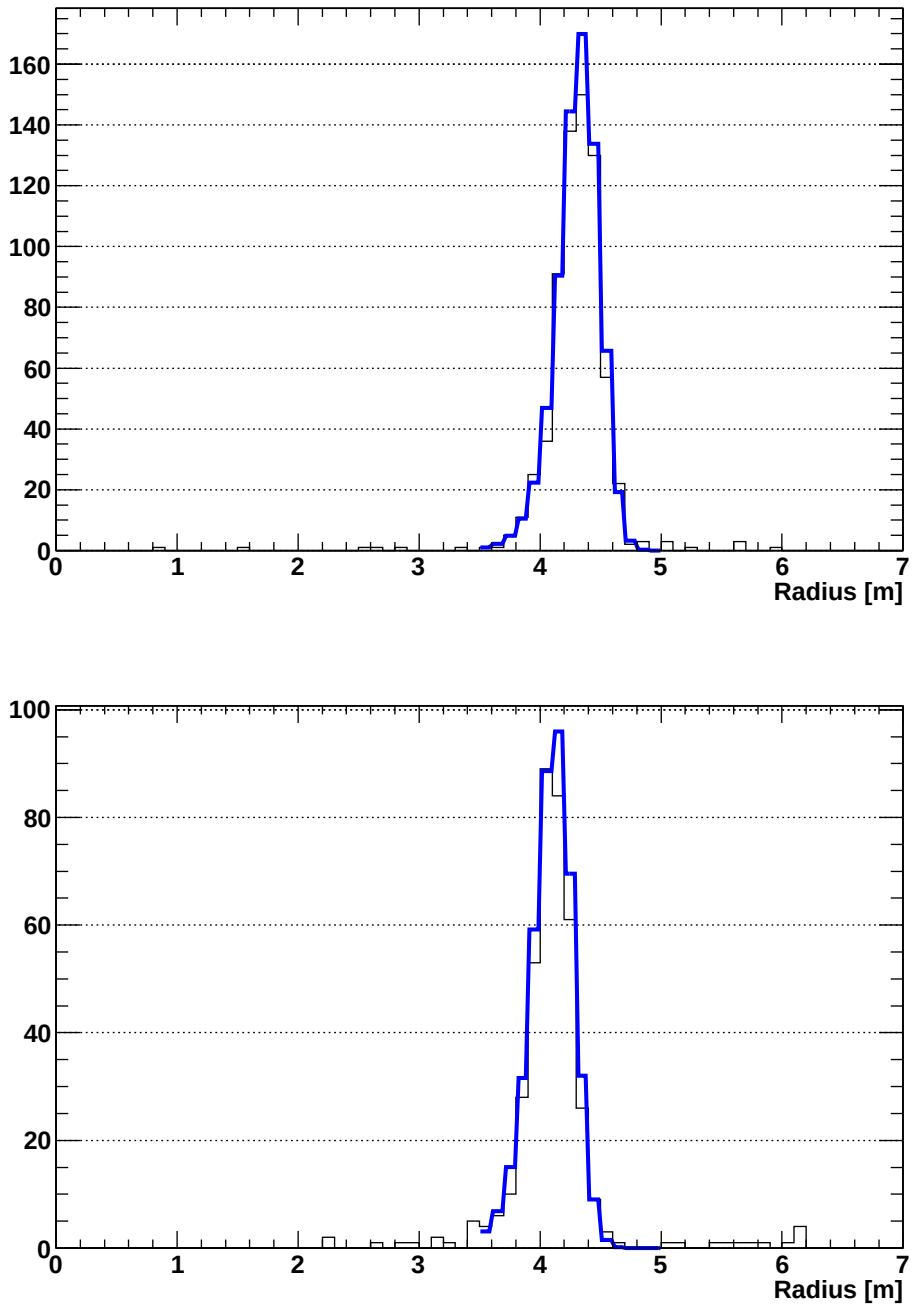



Figura 7.7: *Alto*: Fit radiale per eventi di fondo esterno ($270 < charge < 400$) nell'emisfero Nord. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.420 \pm 0.012)\ m$, $\sigma = (0.127 \pm 0.007)\ m$ e $\lambda = 0.14 \pm 0.120$ con un $\chi^2 = 13.06/11$. *Basso*: Fit radiale per eventi di fondo esterno ($270 < charge < 400$) nell'emisfero Sud. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.199 \pm 0.017)\ m$, $\sigma = (0.132 \pm 0.011)\ m$ e $\lambda = 0.135 \pm 0.021$ con un $\chi^2 = 9.83/9$. L'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.7$. I dati si riferiscono ad un unico run.

## 7.3 Indice di rifrazione efficace per i dati Monte Carlo

Per completare gli studi sull'effetto dell'indice di rifrazione efficace, ho analizzato il comportamento del codice di ricostruzione su eventi generati col Monte Carlo, uniformemente distribuiti nell'IV.
Ho generato eventi $\beta$ di energia monocromatica pari a 170 $keV$, che nel codice di simulazione corrisponde ad una distribuzione in *charge* piccata intorno a 70; questo mi permette di aver un confronto diretto con quanto accade per gli eventi reali di $^{14}C$, che ricordo essere stati selezionati con *charge* tra 60 e 80.
Dopo la simulazione dell'elettronica, i dati Monte Carlo sono stati ricostruiti mediante il codice di Milano dapprima con l'indice di rifrazione nominale $n = 1.53$. La distribuzione radiale ottenuta è stata fittata con la Funzione 7.1: come sui dati reali, il raggio dell'IV ricostruito risulta maggiore rispetto a quello nominale, anche se in queso caso la differenza è di soli 10 $cm$ (vedi Figura 7.8).
Come nel caso degli eventi di $^{14}C$, ho ricostruito i dati Monte Carlo con diversi indici di rifrazione, fino a trovare quello per cui il valore del raggio ricostruito fosse compatibile col valore nominale di 4.25 $m$. Ho così verificato che, usando $n_{eff} = 1.58$, il fit restituisce $R_V = (4.24 \pm 0.01)\ m$ (vedi Figura 7.9).
Notiamo che, inaspettatamente, il valore del $\chi^2$ per gli eventi Monte Carlo ($\chi^2 = 97/48$) risulta peggiore che per gli eventi reali di $^{14}C$ ($\chi^2 = 66/46$). Sembra che vi sia un effetto, al momento non individuato, che provoca una distorsione della distribuzione radiale degli eventi simulati.

Ho poi confrontato le distribuzioni radiali degli eventi Monte Carlo con $E = 170\ keV$ e degli eventi reali di $^{14}C$, entrambe ottenute usando gli indici di rifrazione efficaci (rispettivamente $n_{eff} = 1.58$ e $n_{eff} = 1.7$); come si vede in Figura 7.10 in alto, l'accordo dati - Monte Carlo risulta buono.

Abbiamo poi controllato che l'indice di rifrazione efficace fosse corretto anche per la ricostruzione di eventi simulati ad energie più alte (600 $keV$), rilevanti per l'analisi del neutrino (vedi Figura 7.11).

Infine abbiamo confrontato la bontà della ricostruzione nel caso dei due indici di rifrazione (1.53 e 1.58) simulando eventi posizionati sulla superficie di sfere di diversi raggi (2 $m$, 3 $m$, 4 $m$, 4.25 $m$); i risulati sono elencati in Tabella 7.2, da cui risulta evidente l'affidabilità dell'indice di rifrazione efficace $n_{eff} = 1.58$ per la ricostruzione di eventi simulati.

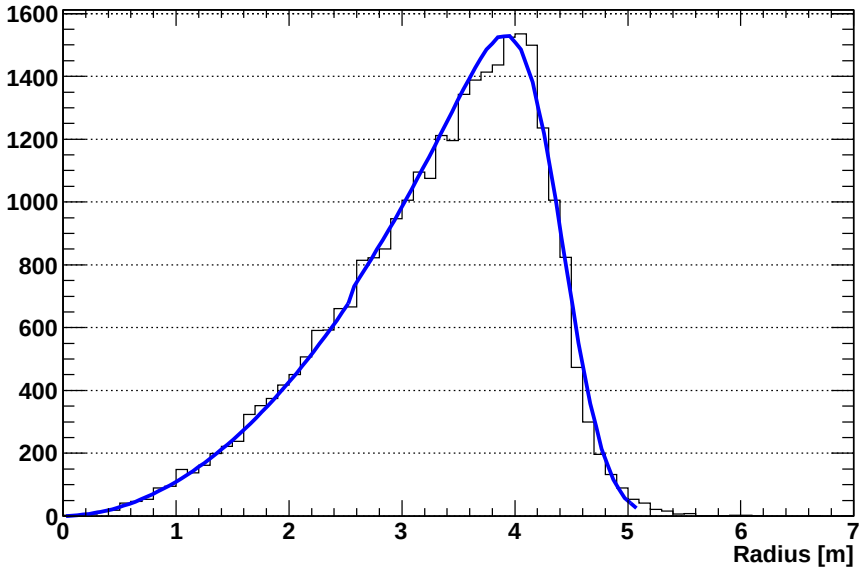



Figura 7.8: Fit radiale per eventi simulati di $E = 170\ keV$, distribuiti uniformemente nel Vessel; l'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello nominale $n = 1.53$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.364 \pm 0.006)\ m$, $\sigma = (0.297 \pm 0.006)\ m$ con un $\chi^2 = 120.1/49$.

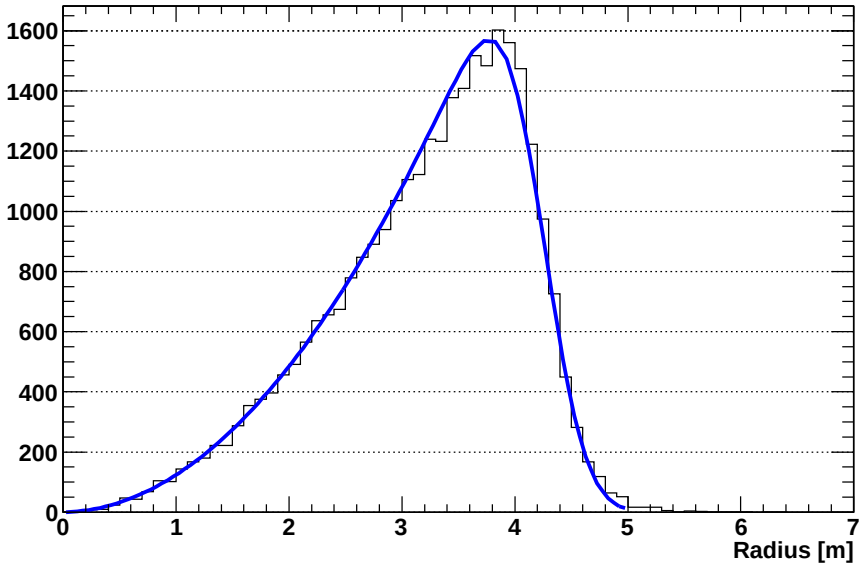



Figura 7.9: Fit radiale per eventi simulati di $E = 170\ keV$, distribuiti uniformemente nel Vessel; l'indice di rifrazione usato per la ricostruzione è quello efficace $n_{eff} = 1.58$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.238 \pm 0.006)\ m$, $\sigma = (0.294 \pm 0.006)\ m$ con un $\chi^2 = 96.6/48$.

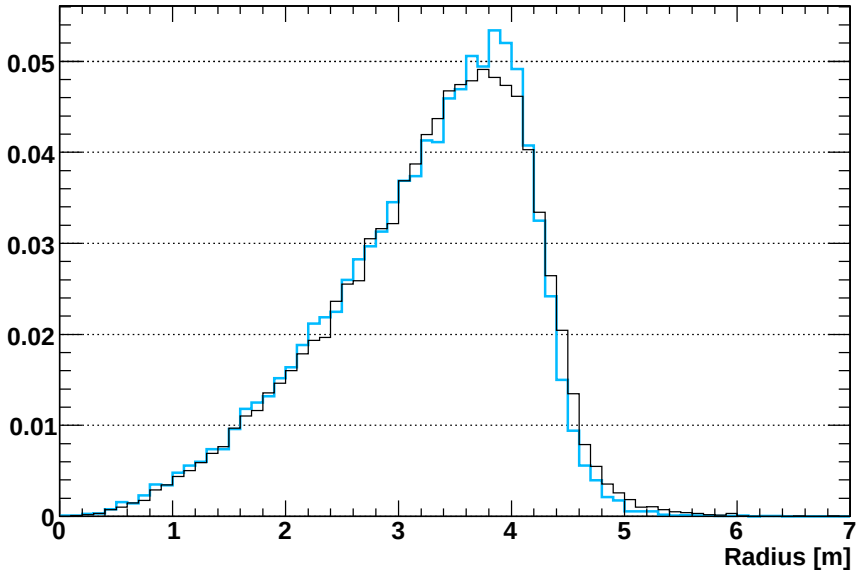



Figura 7.10: Distribuzione radiale degli eventi Monte Carlo (linea azzurra) e degli eventi reali (linea nera) nel range energetico del $^{14}C$ (*charge* tra 60 e 80), normalizzate all'unità, ottenute usando gli indici di rifrazione efficaci $n_{eff} = 1.58$ e $n_{eff} = 1.7$, rispettivamente.

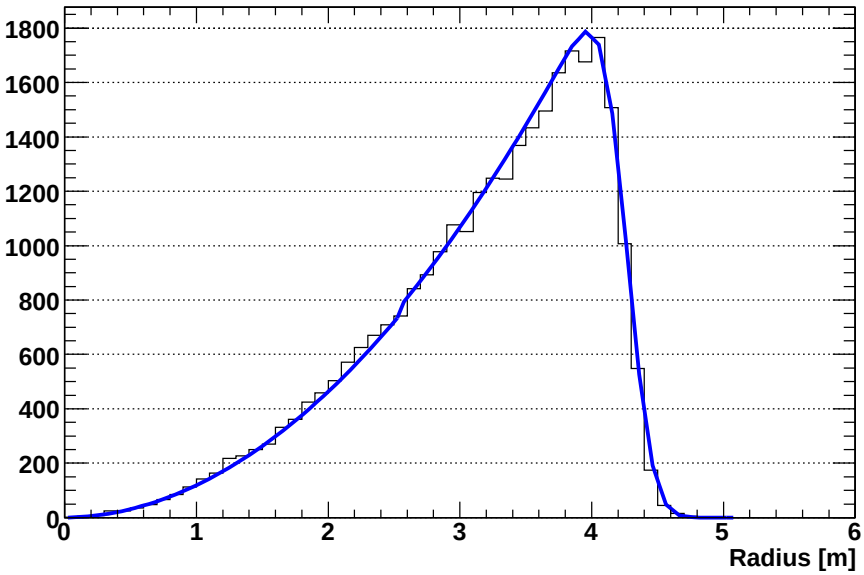



Figura 7.11: Fit radiale per eventi simulati di $E = 600\ keV$, distribuiti uniformemente nel Vessel; l'indice di rifrazione usato è quello efficace $n_{eff} = 1.58$. I parametri ottenuti dal fit sono: $R_V = (4.248 \pm 0.004)\ m$, $\sigma = (0.144 \pm 0.004)\ m$ con un $\chi^2 = 55.9/47$.

| R generato | R ricostruito ($n = 1.53$) | R ricostruito ($n_{eff} = 1.58$) |
|---|---|---|
| 2 $m$ | 2.09 $m$ | 2.03 $m$ |
| 3 $m$ | 3.10 $m$ | 3.01 $m$ |
| 4 $m$ | 3.14 $m$ | 4.01 $m$ |
| 4.25 $m$ | 4.41 $m$ | 4.30 $m$ |

Tabella 7.2: Confronto tra le posizioni ricostruite usando l'indice di rifrazione nominale ($n = 1.53$) e quello efficace ($n_{eff} = 1.58$) nel caso di eventi simulati su superfici sferiche di diversi raggi.

## 7.4 Stima dell'errore sistematico associato al FV

Verificato che l'introduzione dell'indice di rifrazione efficace nel codice di Milano sortisce l'effetto voluto, senza distorcere la distribuzione radiale degli eventi ricostruiti, è stato possibile stimare l'errore sistematico che si compie selezionando gli eventi nel FV. Lo studio che sto per descrivere è risultato essenziale non solo per il proseguimento del mio lavoro, ma in generale per la valutazione degli errori di tutte le analisi che necessitano di un taglio a 3 $m$ per rimuovere il fondo esterno.

L'introduzione dell'indice di rifrazione efficace $n_{eff} = 1.7$ per la ricostruzione dei dati, porta ad avere un raggio ricostruito prossimo a 4.25 $m$, ma pur sempre variabile a seconda della classe di eventi considerata; in Tabella 7.3 riporto i valori dei raggi trovati fittando le distribuzioni radiali delle classi di eventi analizzate precedentemente. Notiamo che la discrepanza maggiore rispetto al valore del raggio

| Classe eventi | $R_V$ ricostruito ($n_{eff} = 1.7$) |
|---|---|
| $^{14}C$ (Nord) | $4.258 \pm 0.005$ |
| $^{222}Rn$ (Nord) | $4.176 \pm 0.012$ |
| Neutroni (IV) | $4.248 \pm 0.014$ |
| Cosmogenici (IV) | $4.081 \pm 0.009$ |
| Alta molteplicità (IV) | $4.210 \pm 0.049$ |
| Fondo esterno (Nord) | $4.420 \pm 0.012$ |
| Fondo esterno (Sud) | $4.199 \pm 0.017$ |

Tabella 7.3: Valori dei raggi ricostruiti usando $n_{eff} = 1.7$ per diverse classi di eventi.

di riferimento (quello ottenuto per gli eventi di $^{14}C$) si ha per eventi cosmogenici ($-18$ $cm$) e per il fondo esterno nell'emisfero Nord ($+16$ $cm$). Si capisce dunque che la restrizione al FV (taglio a 3 $m$) implica inevitabilmente un errore sistematico, il cui limite superiore può essere velocemente valutato a partire dalla massima varia-

| **Eventi** | $N_{IV}$ | $N_{FV}$ | $N_{FV}/N_{IV}$ |
|---|---|---|---|
| Neutroni | $5001 \pm 71$ | $1869 \pm 43$ | $0.374 \pm 0.010$ |
| Cosmogenici veloci | $679 \pm 26$ | $258 \pm 16$ | $0.380 \pm 0.028$ |
| Alta molteplicità | $493 \pm 22$ | $184 \pm 14$ | $0.373 \pm 0.032$ |

Tabella 7.4: Eventi individuati nell'IV, nel FV (taglio a 3 $m$) e loro rapporto per le tre classi di eventi uniformemente distribuiti nel Vessel: neutroni, eventi cosmogenici veloci ed eventi ad alta molteplicità.

zione del valore del raggio ricostruito: $\pm 4\%$.
Dato che, come risulterà evidente nel Capitolo 9, l'analisi che svolgerò in seguito riguarda eventi di alta energia ($E > 2.8\ MeV$), per una stima più precisa del sistematico associato al taglio sul FV, ho considerato le tre classi di eventi ad energia maggiore finora analizzate: neutroni, eventi cosmogenici ed eventi ad alta molteplicità. Una stima dell'errore a partire da queste classi di eventi appare corretta anche perchè non richiede di restringersi al solo emisfero Nord, come invece accadrebbe se considerassimo il $^{14}C$ o il $^{222}Rn$.
Ho valutato l'errore sistematico associato alla definizione del FV calcolando il rapporto fra il numero di eventi contenuti in una sfera di 3 $m$ e il numero di eventi totale (cioè nell'intero IV) per queste tre classi di eventi. I risultati ottenuti sono riassunti in Tabella 7.4.
Trattandosi di misure indipendenti, possiamo calcolare la media pesata dei valori ottenuti per $N_{FV}/N_{IV}$, ottenendo:

$$\left.\frac{N_{FV}}{N_{IV}}\right|_{best} = 0.375 \pm 0.009 \tag{7.6}$$

con un errore percentuale di:

$$\sigma_{\%} = 2.4\% \tag{7.7}$$

che rappresenta la stima dell'errore sistematico introdotto dal taglio sul FV.
A partire dall'Eq. 7.6, è possibile calcolare la massa di scintillatore corrispondente al taglio sul FV (taglio a 3 $m$):

$$m_{FV} = \left.\frac{N_{FV}}{N_{IV}}\right|_{best} \cdot m_{FV} = 0.375 \cdot 278.3\ t = 104.4\ t. \tag{7.8}$$

Di ciò si deve tener presente tutte le volte che in fase di analisi si ricorre al taglio e 3 $m$, dato che sarà necessario riscalare i risultati a 100 $t$ (come sarà evidente nel Capitolo 9).

In base agli studi appena esposti, possiamo affermare che il taglio sul FV introduce un sistematico limitato (2.4%); a questo valore farò riferimento nel Capitolo 9, in fase di stima dell'errore sistematico sulla misura del flusso di neutrini da $^{8}B$.

# Capitolo 8

# La soluzione MSW-LMA e le potenzialità di Borexino

La soluzione $MSW - LMA$ delle oscillazioni ha una dipendenza peculiare dall'energia del neutrino. In questo capitolo analizzerò, grazie ad un programma che simula le oscillazioni dei neutrini solari, l'andamento della probabilità di sopravvivenza in funzione dell'energia, con particolare attenzione alle regioni energetiche a cui Borexino è sensibile: risulterà chiara l'importanza di questo esperimento che per primo è in grado di investigare le basse energie ($E < 1\ MeV$) e la zona di transizione vuoto-materia.

## 8.1 I regimi di oscillazione della soluzione MSW-LMA

Per prima cosa, ricordando il discorso fatto nel Capitolo 3, è interessante osservare che i neutrini di bassa energia attraversando il Sole non incontrano la zona di risonanza, ovvero quella regione in cui la densità di materia solare è tale per cui risulta massimo il mixing fra $\nu_e$ e $\nu_\mu$.
Per giustificare questa affermazione, ricordiamo che la condizione di risonanza è data dall'Eq. 3.55: $A_R = \Delta m^2_{12} \cos 2\theta_{12}$, ovvero si ha quando la densità è data dall'Eq. 3.58, che riportiamo di seguito:

$$\frac{n_R(x)}{N_A} \simeq 66 \cos 2\theta_{12} \left(\frac{\Delta m^2_{12}}{10^{-4}\ eV^2}\right)\left(\frac{10\ MeV}{E_\nu}\right), \tag{8.1}$$

dove la densità numerica di elettroni, $n_R$, è misurata in $cm^{-3}$ ed $N_A$ è il numero di Avogadro.
In Figura 8.1 è riportata la densità numerica di elettroni come funzione della distanza relativa dal centro del Sole [42], in base al modello solare standard (BP2000). La linea retta in Figura 8.1 è un'approssimazione per la densità numerica di elettroni

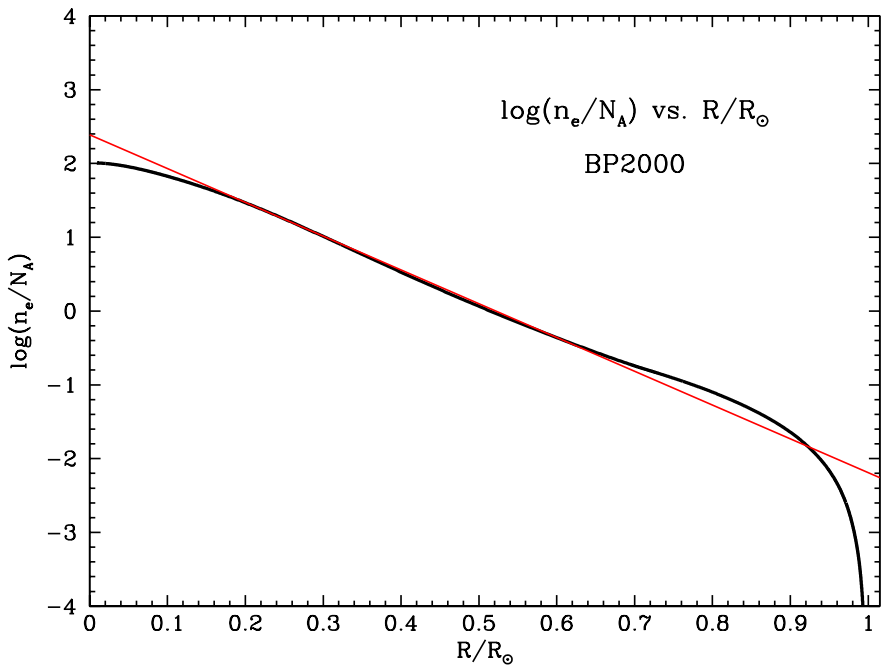



Figura 8.1: Densità numerica di elettroni, $n_e$, in funzione del raggio solare per il modello solare standard. La linea retta (rossa) rappresenta un'approssimazione suggerita da Bahcall nel 1988 (vedi Eq. 8.2).

nel Modello Solare Standard di Bahcall & Ulrich (1988). Questa approssimazione, usata nell'analisi dei dati del neutrino solare per più di un decennio, è data da:

$$\frac{n_e(x)}{N_A} = 245 \ \exp\Big( - 10.54 \ \frac{x}{R_\odot}\Big) \ cm^{-3} \tag{8.2}$$

Dalla figura si nota, però, che tale approssimazione non è buona nelle regioni "estreme" del Sole.

Considerando nuovamente l'Eq. 3.58 possiamo calcolare il valore critico dell'energia, cioè il valore di energia minimo perchè i neutrini, che per semplicità considero prodotti al centro del Sole, incontrino la densità di risonanza.
Ricordiamo che, come visto nel Paragrafo 3.72:

$$\Delta m^2_{12} = 7.9 \cdot 10^{-5} eV^2$$
$$\tan^2\theta_{12} = 0.40 \ \Rightarrow \ \tan\theta_{12} = 0.63 \ \Rightarrow \ \theta_{12} = 0.56 \ rad$$

Dal grafico in Figura 8.1 notiamo che i neutrini possono incontrare la zona di risonanza se:

$$\log \frac{n_e(x)}{N_A} \leq 2; \tag{8.3}$$

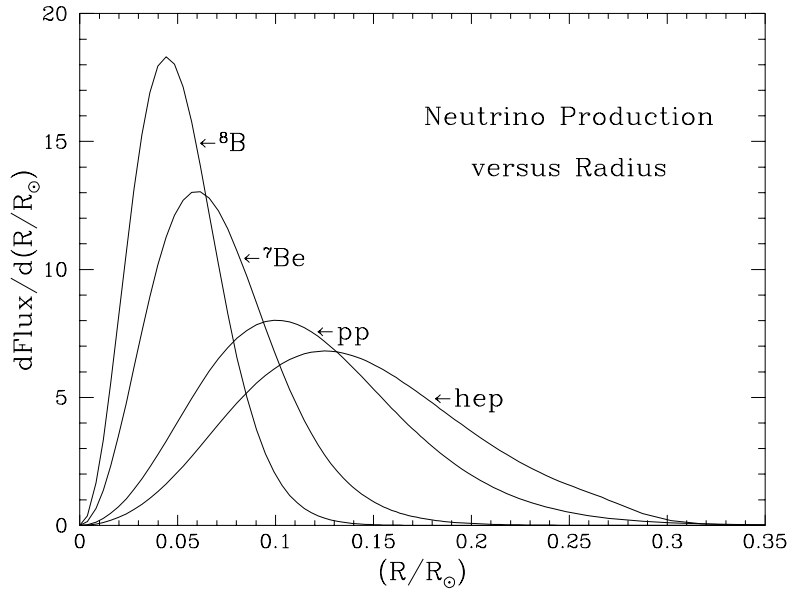



Figura 8.2: Produzione dei neutrini solari in funzione del raggio solare.

Quindi, sostituendo nell'Eq. 8.3 la 8.1 otteniamo:

$$\log \frac{227\ MeV}{E_R} \leq 2, \tag{8.4}$$

da cui si ricava:

$$E_R \geq 2.27\ MeV \tag{8.5}$$

Quindi, a partire da 2.27 $MeV$ i neutrini prodotti nel nucleo solare incontreranno la zona di risonanza, uscendo dal Sole.
Come approfondirò meglio nel Paragrafo 8.2.1, per la soluzione $LMA$ si è soliti parlare di **regione di vuoto** nel caso di $E_\nu < 2.3\ MeV$, dato che in questo caso i neutrini non risentono dell'effetto di materia dovuto alla conversione risonante; invece per $E_\nu > 4\ MeV$ si parla di **regione di materia**. La regione intermedia, fra 2 e 4 $MeV$, è indicata come **regione di transizione vuoto-materia** dato che a tali energie avviene il passaggio tra due diversi regimi di oscillazione.

Osserviamo che, in realtà, i neutrini nel Sole non sono prodotti tutti nel centro, bensì a differenti distanze da esso, a seconda della densità e della temperatura solari, come mostrato in Figura 8.2. Comunque, se consideriamo, per esempio, i neutrini del $^8B$, la zona di produzione si ha per $\frac{x}{R_\odot}$ compreso tra 0 e 0.15, mentre per i

neutrini da $^7Be$ tra 0 e 0.2. Dalla figura 8.1 possiamo osservare che per tali intervalli di $\frac{x}{R_\odot}$ la valutazione dell'energia critica fatta prima è ancora valida, in quanto il valore di $\log \frac{n_e}{N_A}$ si discosta poco da 2; in ogni caso, essendo la funzione decrescente, all'aumentare del rapporto $\frac{x}{R_\odot}$, la condizione data dall'Eq. 8.3 risulta soddisfatta e il valore di $E_R$ può solo aumentare. Possiamo, quindi affermare che i neutrini del $^7Be$ ($E = 0.86\ MeV$) e i neutrini da $^8B$ con $E < 2.3\ MeV$ non incontrano la zona di risonanza mentre si propagano nel Sole; questo significa che tali neutrini non attraversano mai la regione di mixing massimale tra $\nu_e$ e $\nu_\mu$.
Nel prossimo paragrafo, mostrerò come dal calcolo dell'andamento della probabilità di sopravvivenza, risulti evidente questa dipendenza dall'energia.

## 8.2 Calcolo della probabilità di sopravvivenza MSW-LMA

Per poter calcolare la probabilità di sopravvivenza a Terra dei neutrini solari, ho utilizzato un programma scritto in FORTRAN.

### 8.2.1 Il programma per il calcolo della probabilità

Prima di passare all'analisi dei risultati, descriverò brevemente il programma.
La discussione fatta nel Capitolo 3 ci è servita per capire la fisica che spiega le oscillazioni dei neutrini nella base delle masse. Il programma da me usato, però, procede in modo diverso: esso risolve le equazioni di propagazione dei neutrini, nella materia e nel vuoto, nella base dei sapori.
Se indichiamo il generico stato del neutrino nella materia come:

$$\nu(x) = a_e(x)\nu_e + a_\mu(x)\nu_\mu$$

le probabilità di sopravvivenza e di conversione possono essere calcolate valutando $a_e(x)$ o $a_\mu(x)$, ovvero risolvendo l'equazione:

$$i\frac{d}{dx}\begin{pmatrix} a_e \\ a_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{4E}\begin{pmatrix} \sqrt{2}G_F n_e - \Delta m^2 \cos 2\theta & \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \Delta m^2 \sin 2\theta & -\sqrt{2}G_F n_e + \Delta m^2 \cos 2\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a_e \\ a_\mu \end{pmatrix} \tag{8.6}$$

e prendendo il modulo quadro di tali coefficienti.
Notiamo che la matrice presente nell'Eq. (8.6), che è quella usata nel programma, si ricava dalla matrice $\tilde{H}$ data nell'Eq. (3.45), aggiungendo ad essa la matrice multiplo dell'unità $\frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} I$ (che interviene solo a modificare la fase).
Il programma legge da un file di input alcuni parametri:

- il valore di $\Delta m^2$;

- il valore di $\sin^2 2\theta$;
- il valore energetico iniziale dello spettro dei neutrini;
- il valore energetico finale dello spettro dei neutrini;
- il numero di step richiesti per coprire l'intervallo di energia stabilito.

Il programma è costituito da due cicli:

1. il primo, più esterno, è il ciclo sull'energia: l'energia viene incrementata ad ogni ciclo di un valore stabilito in base all'ampiezza del range energetico e dal numero di passi letti in input;
2. il secondo ciclo (interno) è quello sulle variabili spaziali: l'Eq. 8.6 viene risolta chiamando una funzione dalla libreria del CERN (DDEQBS)[1] su un intervallo spaziale $[x_1, x_2]$, che ha sempre la stessa ampiezza e che si sposta ad ogni ciclo, dal centro del Sole (dove viene generato il neutrino) fino a Terra.

Facciamo qualche considerazione su questo secondo ciclo.

- Il valore massimo per la variabile di integrazione è scelto in base alla relazione fra il raggio solare $R_\odot$ e la lunghezza di oscillazione nel vuoto $\lambda_0$: se $\lambda_0 < R_\odot$, l'equazione viene risolta fin poco oltre la superficie solare; se, invece, $\lambda_0 > R_\odot$, l'equazione di propagazione è risolta anche lungo il percorso Sole-Terra. Infatti, se la lunghezza di oscillazione nel vuoto è minore del raggio solare, la propagazione nel Sole è soggetta all'effetto MSW che determina la probabilità di sopravvivenza, mentre nel percorso Sole-Terra si verificano almeno 200 oscillazioni; ciò significa che la probabilità oscilla molto velocemente e su una distanza così grande come quella Sole-Terra, l'effetto viene mediato. Quindi calcolare la probabilità in uscita dal Sole o a Terra porta allo stesso risultato. Al contrario, se $\lambda_0$ è maggiore del raggio solare, l'attraversamento del Sole non influisce significativamente sull'oscillazione, per cui solo la propagazione nel vuoto risulta importante: la probabilità oscilla lentamente e diventa molto diverso calcolare la probabilità sulla superficie solare o a Terra.
- La lunghezza dell'intervallo spaziale $[x_1, x_2]$ in cui risolvere l'equazione è arbitraria; essa è scelta come la più piccola fra la lunghezza di oscillazione nel vuoto e nella materia: in questo modo l'equazione è sempre risolta approssimativamente su una lunghezza di oscillazione.

[1] Le DDEQBS è una funzione che fornisce la soluzione di un sistema di $n \geq 1$ equazioni differenziali al primo ordine, da un determinato valore $x_1$ a un determinato valore $x_2$ della variabile indipendente $x$.

- Il profilo di densità solare usato per risolvere le equazioni all'interno del Sole è ricavato come parametrizzazione della funzione ottenuta a partire dai dati forniti in [59].
- Se $\lambda_0 < R_\odot$, la probabilità di sopravvivenza a Terra, per una certo valore di energia, è data dalla media delle probabilità calcolate in una piccola regione all'uscita del Sole.
- Se, invece, siamo nel caso $\lambda_0 > R_\odot$, la probabilità di sopravvivenza a Terra, è data dalla media delle probabilità calcolate fra la minima e la massima distanza Terra-Sole, per tener conto dell'eccentricità dell'orbita terrestre.

Concluso il ciclo interno, il programma scrive in un file di output il valore dell'energia e la corrispondente probabilità di sopravvivenza a Terra, per ogni ciclo sull'energia. Il programma fornisce anche un altro file di output in cui, per valori fissati di energia, vengono riportati i valori di $P_{\nu_e\nu_e}$ in funzione di $\frac{x}{R_\odot}$ all'interno del Sole. Questo mi ha permesso di confrontare l'andamento della probabilità di sopravvivanza nel Sole per diverse energie dei neutrini.

È evidente che nell'utilizzare questo programma si ricorre ad una serie di approssimazioni:

1) La prima grande approssimazione, giustificata dal fatto che $\sin^2\theta_{13} < 0.028$ e di cui ho già fatto uso durante la discussione sulle oscillazioni di neutrino (vedi [39] e Capitolo 3), è la trattazione del problema come oscillazione a due sapori, trascurando il sapore tauonico.

2) In secondo luogo si ipotizza che tutti i neutrini vengano prodotti nel centro geometrico del Sole mentre, come ben sappiamo dal Modello Solare Standard, la zona di produzione si estende fino a $0.3R_\odot$ (vedi Figura 8.2); questo fa sì che nel programma non si tenga conto dell'eventualità che alcuni neutrini, prodotti nella metà "più lontana" del Sole, possano attraversare due risonanze e che altri, prodotti vicini alla superficie nella metà "più vicina" possano non incontrare mai la zona di risonanza.

3) Il programma risolve l'equazione di Schrödinger "unidimensionalmente", ovvero sulla congiungente Sole-Terra: esso si basa sull'assunzione che gli unici neutrini che possono arrivare sulla Terra siano quelli prodotti radialmente su tale direzione e non prende in considerazione il fatto che i neutrini vengono prodotti in modo isotropo. Infatti, preso come punto di riferimento il centro del Sole non vi è una direzione privilegiata rispetto alla quale avvengano le reazioni nucleari; inoltre i neutrini non vengono emessi con un orientamento preferenziale. Quindi anche un neutrino non prodotto sulla congiungente può raggiungere la Terra. In questo caso, esso arriverebbe sulla Terra avendo percorso un tragitto maggiore all'interno del Sole e quindi con la possibilità di attraversare due volte la zona di risonanza.

4) Infine, il fatto di assumere tutti i neutrini prodotti nel centro del Sole introduce un'ipotesi di *coerenza* del fascio di neutrini lontana dalla situazione reale: sappiamo che la zona di produzione per i neutrini misura circa $2 \cdot 10^5$ $km$ ($0.3R_\odot$), mentre le tipiche lunghezze di oscillazione nella materia non superano qualche migliaio di $km$. Questo fa sì che le distanze tipiche tra i vari punti di produzione contengano molte lunghezze d'oscillazione e quindi il fascio in viaggio verso la Terra sia intrinsecamente incoerente; ciò non si verifica invece nell'assunzione di una zona di produzione molto più piccola, addirittura puntiforme, rispetto alla lunghezza di oscillazione.

### 8.2.2 Calcolo della probabilità di sopravvivenza MSW-LMA

Per prima cosa, considerando gli attuali parametri di oscillazione dati in 3.72:

$$\Delta m^2_{12} = 7.9 \cdot 10^{-5} eV^2$$
$$\tan^2 \theta_{12} = 0.40,$$

ho usato il programma per valutare la probabilità di sopravvivenza a Terra per la soluzione MSW-LMA in un range di energia da 0 a 16 $MeV$, in modo da comprendere l'intero intervallo di energia dello spettro dei neutrini solari; in Figura 8.3 riporto l'andamento della $P_{\nu_e \nu_e}$, in funzione dell'energia.

Cerchiamo ora di interpretare tale figura.

In primo luogo osserviamo che, usando gli attuali parametri di oscillazione, la lunghezza di oscillazione nel vuoto vale:

$$\lambda_0 = \frac{4\pi E}{\Delta m^2_{12}} \simeq 3 \cdot E(eV)\ cm. \tag{8.7}$$

Quindi, considerando ad esempio un intervallo di energia da 0.1 a 16 $MeV$, $\lambda_0$ varia da $3 \cdot 10^5$ $cm$ a circa $5 \cdot 10^7$ $cm$; dato che il raggio solare vale circa $7 \cdot 10^{11}$ $cm$, siamo nella situazione in cui $\lambda_0 < R_\odot$ e, dunque, la probabilità di sopravvivenza o conversione è determinata dai processi che avvengono nel Sole, ovvero dall'effetto MSW.

Notiamo che l'andamento del grafico corrisponde a quanto ci aspettavamo dalla trattazione teorica. Abbiamo visto, infatti, che, per energie superiori ai 2.3 $MeV$, i neutrini prodotti nel centro del Sole incontreranno la zona di risonanza propagandosi all'interno del Sole: ciò significa che raggiungeranno la probabilità di conversione massima e, quindi, il fascio di $\nu_e$ subirà una soppressione maggiore prima di arrivare sulla superficie solare. A questo punto, la propagazione prosegue nel vuoto con una lunghezza di oscillazione molto piccola rispetto alla distanza Sole-Terra: il numero di oscillazioni varia da $2.5 \cdot 10^5$ a $5 \cdot 10^7$, per cui possiamo considerare con buona approssimazione che la probabilità calcolata sulla superficie solare sia uguale a quella calcolata a Terra.

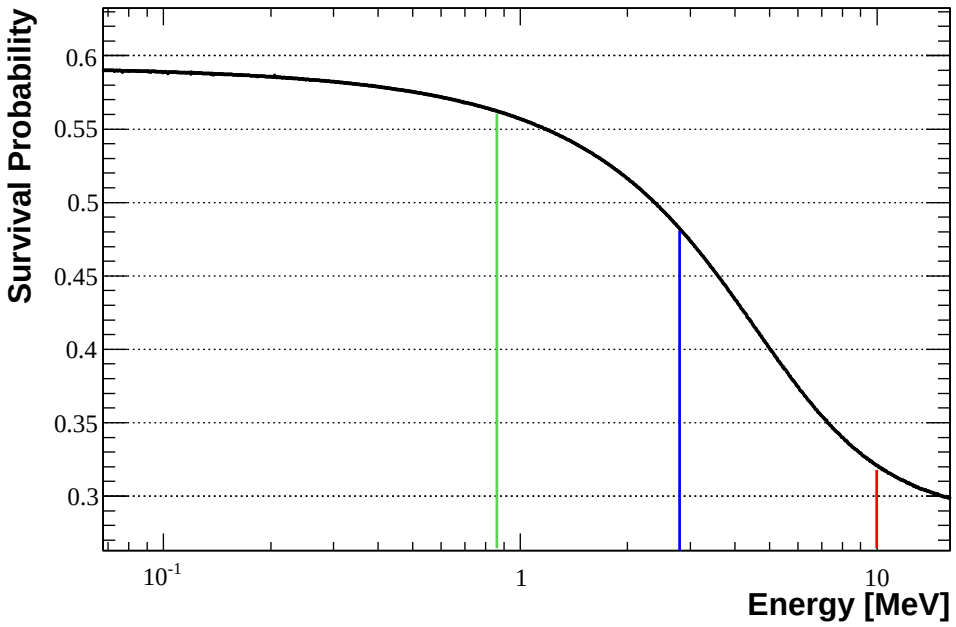



Figura 8.3: Probabilità di sopravvivenza a Terra in funzione dell'energia, per l'intero flusso di neutrini solari. Le linee verticali evidenziano i valori energetici che saranno studiati in modo più approfondito in seguito: 0.861 $MeV$ (linea verde), 2.8 $MeV$ (linea blu) e 10 $MeV$ (linea rossa); per questi valori di energia, la probabilità di sopravvivenza $P_{\nu_e\nu_e}$ vale rispettivamente: 0.563, 0.482, 0.321.

Ricordando quanto descritto nel Capitolo 3, possiamo verificare che i valori ottenuti dal programma per la probabilità di sopravvivenza siano compatibili con quanto si ottiene nell'approssimazione adiabatica dell'effetto MSW.

Consideriamo un $\nu_e$ da $^7Be$ di energia pari a **0.861 *MeV*** (linea verde in Figura 8.3), che quindi non andrà in risonanza attraversando il Sole. La sua lunghezza di oscillazione sarà, dall'Eq. 8.7, $2.6 \cdot 10^5\ cm = 2.6\ km$.
Essendo lontani dalla risonanza, possiamo usare l'approssimazione adiabatica per calcolare la probabilità di sopravvivenza nel Sole (vedi Paragrafo 3.2.3), usando l'Eq. 3.63:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos 2\tilde{\theta}_0 \cos 2\theta$$

dove ricordiamo che $\tilde{\theta}_0$ è l'angolo effettivo di mixing nel punto di produzione e $\tilde{\theta}$ è l'angolo effettivo di mixing nel punto di osservazione. Siccome $\frac{d\tilde{\theta}}{dx} \to 0$, possiamo

approssimare $\tilde{\theta}_0 \simeq \tilde{\theta}$, da cui:

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e} &\simeq \frac{1}{2}\left[1+\cos^2 2\tilde{\theta}_0\right] = \\ &= 1-\frac{1}{2}\sin^2 2\tilde{\theta}_0 \simeq 1-\frac{1}{2}\sin^2 2\tilde{\theta}. \end{aligned} \tag{8.8}$$

che sulla superficie solare diventa semplicemente:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e,0.86MeV} \simeq 1-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta_{12} = 0.592. \tag{8.9}$$

che ben si avvicina al valore 0.563 calcolato dal programma.

Invece nel caso di neutrini da energia **2.8 *MeV*** (linea blu in Figura 8.3), che hanno quindi energia appena sufficiente per incontrare la risonanza e $\lambda_0 = 84\ km$, non essendo più possibile utilizzare l'approssimazione adiabatica, che vien meno proprio nella zona di rizonanza, bisogna tener conto anche della probabilità di transizione $P_{jump}$ tra gli autostati di massa $\tilde{\nu}_1$ e $\tilde{\nu}_2$. Possiamo però calcolare la distanza dal centro solare a cui tali neutrini incontreranno la risonanza, a partire dalla definizione di densità di risonanza:

$$n_{R,2.8MeV} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E_\nu} \simeq 4.8\cdot 10^{25}\ cm^{-3}. \tag{8.10}$$

Quindi abbiamo:

$$\frac{n_{R,2.8MeV}}{N_A} \simeq 80 \ \Rightarrow\ \log\frac{n_{R,2.8MeV}}{N_A} \simeq 1.9. \tag{8.11}$$

che, come evidente in Figura 8.2, corrisponde a circa $0.1R_\odot$.
Possiamo quindi affermare che la sperficie solare è lontana dalla regione di risonanza per i neutrini da 2.8 $MeV$; questo fatto ci autorizza anche in questo caso ad approssimare la probabilità di sopravvivenza all'uscita dal Sole con:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e} \simeq \frac{1}{2}+\frac{1}{2}\cos 2\tilde{\theta}_0 \cos 2\theta.$$

Per calcolare $\tilde{\theta}_0$ possiamo usare direttamente l'espressione della risonanza (Eq. 3.50):

$$\sin^2 2\tilde{\theta}_{12} = \frac{(\Delta m^2_{12})^2 \sin^2 2\theta_{12}}{(\Delta m^{2}{}_{12})^2 \sin^2 2\theta_{12} + (\Delta m^2_{12}\cos 2\theta_{12} - A_0)^2}$$

calcolata nel punto di produzione dei neutrini, che assumiamo essere il centro del Sole; $A_0$ corrisponde quindi a $A_0 = 2\sqrt{2}G_F n_0 E_\nu$; la densità elettronica al centro del Sole si può calcolare in riferimento alla Figura 8.1:

$$\log\frac{n_0}{N_A} \simeq 2 \quad\Longrightarrow\quad n_0 \simeq 6.022\cdot 10^{25}\ cm^{-3}.$$

Ho così ottenuto:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e,2.8MeV} \simeq 0.475, \tag{8.12}$$

valore in buon accordo con quello calcolato dal programma, 0.482.

Infine per neutrini da **10 *MeV*** (linea rossa in Figura 8.3), ovvero per neutrini da $^8B$ di alta energia, siamo pienamente nella regione energetica in cui gli effetti di materia sono dominanti ($\lambda_0 = 300\ km$). La distanza dal centro solare a cui neutrini da 10 $MeV$ incontreranno la risonanza, si ricava come prima a partire dalla definizione di densità di risonanza:

$$n_{R,10MeV} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E_\nu} \simeq 3.6 \cdot 10^{25}\ cm^{-3}. \tag{8.13}$$

Quindi abbiamo:

$$\frac{n_{R,10MeV}}{N_A} \simeq 60 \ \Rightarrow\ \log \frac{n_{R,10MeV}}{N_A} \simeq 1.8. \tag{8.14}$$

che, come evidente in Figura 8.2, corrisponde a circa $0.1 R_\odot$, come nel caso precedente.

Anche in questo caso, all'uscita del Sole posso utilizzare l'approssimazione adiabatica:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e} \simeq \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\tilde{\theta}_0 \cos 2\theta.$$

e, calcolando in modo analogo a prima il valore di $\tilde{\theta}_0$, ho ottenuto:

$$\tilde{P}^{ad}_{\nu_e\nu_e,10MeV} \simeq 0.314, \tag{8.15}$$

valore in buon accordo con quello calcolato dal programma, 0.321.

### 8.2.3 La probabilità di sopravvivenza in funzione della distanza

A questo punto, per i tre valori energetici considerati prima (0.861 $MeV$, 2.8 $MeV$, 10 $MeV$) ho potuto studiare l'andamento delle oscillazioni all'interno del Sole.

Cominciando dai neutrini da $^7Be$ da **0.861 *MeV***, possiamo vedere in Figura 8.4, che ampiezza ($\sim 0.8$) e valor medio dell'oscillazione ($\sim 0.6$, come ci si aspetta dal conto fatto in 8.9) si mantengono pressocché costanti durante l'attraversamento del Sole e all'uscita da esso, esattamente come ci si attende per neutrini che non incontano la zona di risonanza: l'oscillazione ha le stesse caratteristiche nel centro del Sole appena fuori dal Sole, ovvero ha le stesse caratteristiche nella materia e nel vuoto; ecco perchè per queste energie si parla di *regione di vuoto* per le oscillazioni.

Per i neutrini da **2.8 *MeV***, che hanno quindi energia sufficiente per incontrare la risonanza, cominciano a diventare importanti gli effetti di materia. Infatti, si nota in Figura 8.5 che l'ampiezza dell'oscillazione e il valor medio diminuiscono leggermente durante il tragitto all'interno del Sole passando rispettivamente dai valori $\sim 1$ e $\sim 0.5$, al centro del Sole, ai valori $\sim 0.9$ e $\sim 0.45$ appena fuori dal Sole. Come atteso dal conto nell'Eq. 8.12, la $P_{\nu_e\nu_e}$ a quest'energia è inferiore a quella dei

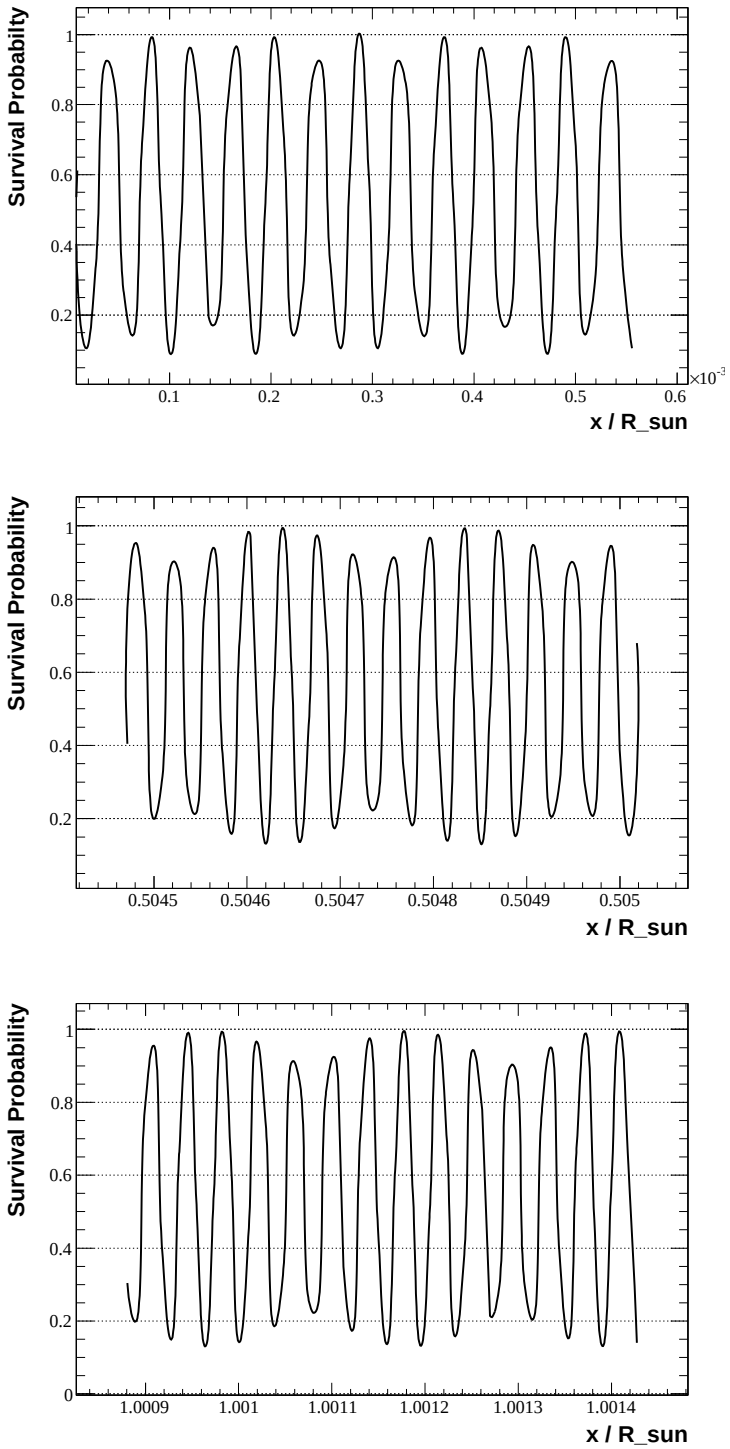



Figura 8.4: Probabilità di sopravvivenza in funzione della distanza dal nucleo solare per neutrini con $E = 0.861\ MeV$ nelle regioni: al centro del Sole (alto), a metà del raggio solare (centro) e appena fuori dal Sole (basso). L'intervallo spaziale mostrato è di circa 4.2 $10^8\ cm$. I parametri di oscillazione usati sono quelli della soluzione $LMA - MSW$ (3.72). Si nota che il valore dell'ampiezza ($\sim 0.8$) e del valor medio ($\sim 0.6$) si mantengono pressocché costanti durante l'attraversamento del Sole e all'uscita da esso.

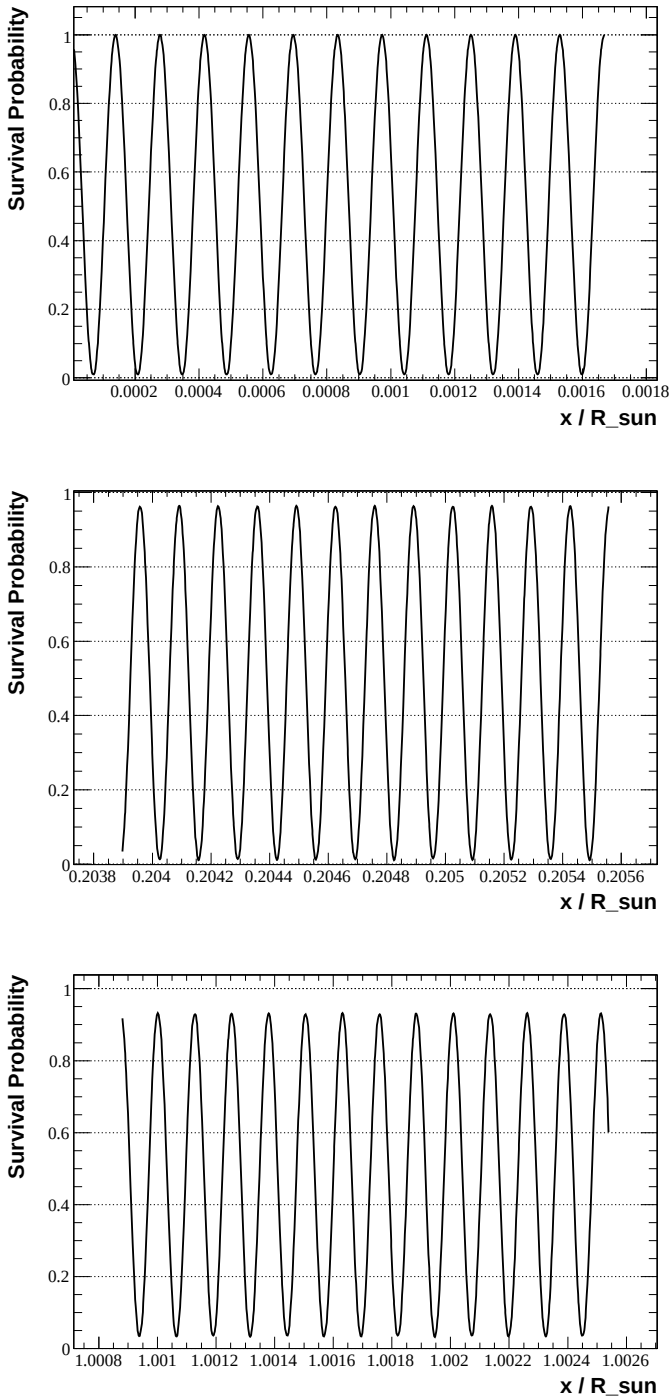



Figura 8.5: Probabilità di sopravvivenza in funzione della distanza dal nucleo solare per neutrini con $E = 2.8\ MeV$ nelle regioni: al centro del Sole (alto), poco dopo la zona di risonanza (stimata a $0.1R_{\odot}$, vedi Paragrafo 8.2.2) e appena fuori dal Sole (basso). L'intervallo spaziale mostrato è di circa 1.26 $10^9$ $cm$ (3 volte l'intervallo considerato nei grafici relativi ai neutrini da 0.861 $MeV$). I parametri di oscillazione usati sono quelli della soluzione $LMA - MSW$ (3.72). Si nota che il valore dell'ampiezza e del valor medio ($\sim 0.5$) passando rispettivamente dai valori $\sim 1$ e $\sim 0.5$, al centro del Sole, ai valori $\sim 0.9$ e $\sim 0.45$ appena fuori dal Sole: l'effetto di materia comincia ad essere evidente.

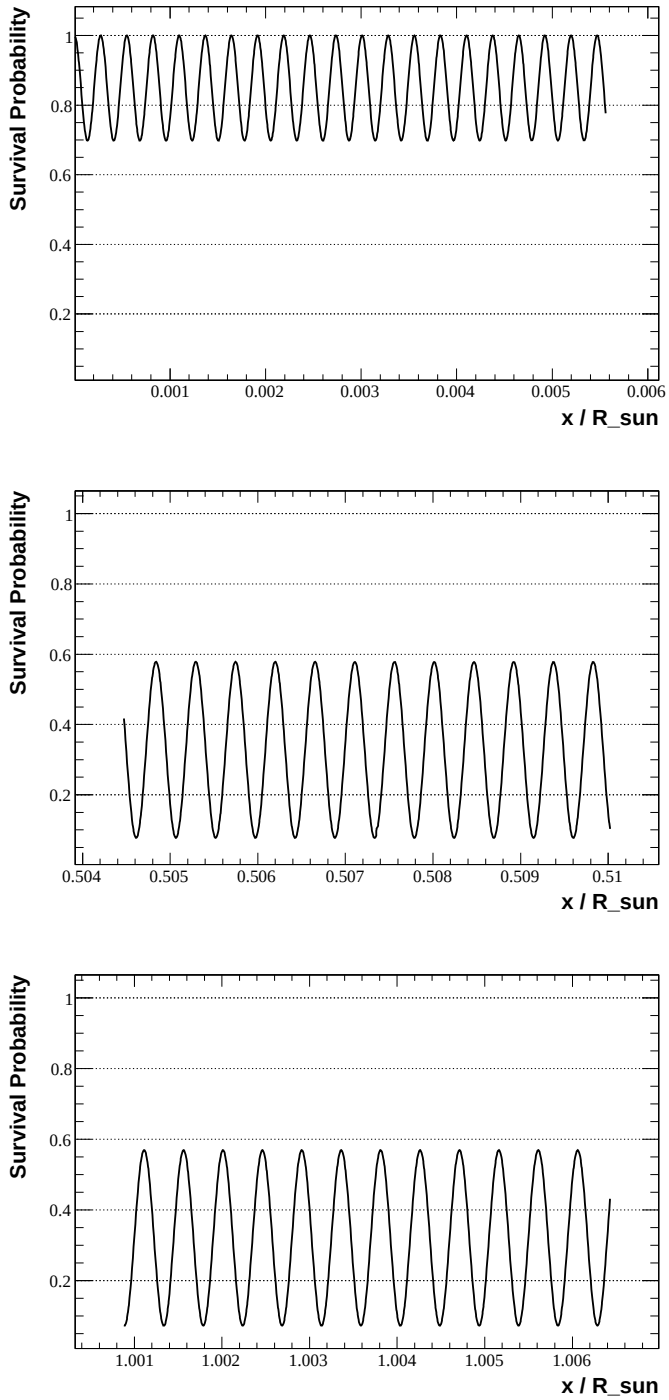



Figura 8.6: Probabilità di sopravvivenza in funzione della distanza dal nucleo solare per neutrini con $E = 10\ MeV$ nelle regioni: al centro del Sole (alto), poco dopo la zona di risonanza (stimata a $0.1R_{\odot}$, vedi Paragrafo 8.2.2) e appena fuori dal Sole (basso). L'intervallo spaziale mostrato è di circa 4.2 $10^9$ $cm$ (10 volte l'intervallo considerato nei grafici relativi ai neutrini da 0.861 $MeV$). I parametri di oscillazione usati sono quelli della soluzione $LMA - MSW$ (3.72). Si nota che il valore dell'ampiezza e del valor medio ($\sim 0.5$) passando rispettivamente dai valori $\sim 0.3$ e $\sim 0.85$, al centro del Sole, ai valori $\sim 0.5$ e $\sim 0.35$ appena fuori dal Sole: l'effetto di materia è ormai dominante.

neutrini che non incontrano la zona di risonanza: il fascio di neutrini in uscita dal Sole è soggetto alla conversione risonante. L'effetto di materia non è però ancora dominante e infatti l'oscillazone varia poco lungo il tragitto: per questo si parla di **regione di transizione vuoto-materia** per le oscillazioni.

Infine, per i neutrini da $^8B$ da **10 *MeV***, l'effetto MSW diventa dominante. Come evidente in Figura 8.6, l'ampiezza dell'oscillazione passa da un valore di circa 0.3 al centro del Sole, a circa 0.5 nella regione poco dopo la risonanza (attesa a $0.1R_\odot$, come calcolato nel Paragrafo precedente) e appena fuori dal Sole; corrispondentemente il valor medio dell'oscillazione passa da circa 0.85 al centro del Sole, a circa 0.55 poco dopo la risonanza e infine a circa 0.35 in uscita dal Sole; quest'ultimo valore è compatibile con quello calcolato nell'Eq. 8.15. Risulta evidente che per neutrini di così alta energia (10 $MeV$) l'effetto della risonazna interviene a ridurre drasticamente la probabilità di sopravvivenza a Terra (che ricordo avere, in prima approssimazione, lo stesso valore all'uscita del Sole e sulla Terra): è questa la regione energetica nota come **regione di materia** per le oscillazioni.

In definitiva, utilizzando il programma per il calcolo della probabilità ho potuto approfondire lo studio riguardo le oscillazioni di neutrino, osservando l'andamento della probabilità di sopravvivenza ($P_{\nu_e\nu_e}$) sia in funzione dell'energia del neutrino, che in funzione della distanza dal centro del Sole per energie fissate. Ho così verificato quanto esposto nel Paragrafo 8.1, ovvero che i neutrini con energie inferiori a 2.3 $MeV$ non icontrano la zona di risonanza e quindi sono caratterizzati da una $P_{\nu_e\nu_e}$ maggiore di quella dei neutrini più energetici. Inoltre studiando l'andamento della $P_{\nu_e\nu_e}$ in funzione della distanza dal centro solare ho potuto constatare che per neutrini di bassa energia (0.861 $MeV$) le oscillazioni hanno lo stesso andamento all'interno e all'esterno del Sole, ovvero in questa regione energetica gli effetti di materia sono trascurabili; accade il contrario per neutrini di alta energia (10 $MeV$). Ecco spiegata la distinzione fra *regime di vuoto* e *regime di materia* per le oscillazioni.
Studiando i neutrini da $^7Be$, che sono monocromatici, si può investigare la regione in cui l'oscillazione avviene senza effetti di materia; Borexino nasce appunto con lo scopo di studiare per la prima volta in tempo reale questa regione di oscillazione. Invece i neutrini da $^8B$ hanno uno spettro che si estende da 0 a 14 $MeV$, interessando tutti e tre i regimi di oscillazione (vuoto, vuoto-materia, materia). È da notare che nella regione di transizione vuoto-materia (2 - 4 $MeV$) è attesa una distorsione dello spettro energetico, data la rapidità con cui varia il valore di $P_{\nu_e\nu_e}$ in una piccola finestra energetica.
Ad oggi gli esperimenti in tempo reale hanno potuto osservare lo spettro dei neutrini da $^8B$ solo sopra i 4.5 $MeV$, senza riuscire ad avere evidenza della distorsione spettrale; come descriverò nel Capitolo 9, Borexino è in grado di spingere la misura fino a 2.8 $MeV$ e di osservare per la prima volta la regione di transizione vuoto-materia, dove ci si aspetta la distorsione spettrale.

# Capitolo 9

# Misura preliminare del flusso di neutrini da $^8B$ in Borexino

Come già sottolineato nel capitolo precedente, la misura del flusso di neutrino da $^8B$ al di sotto dei 4 $MeV$ risulta estremamente interessante, in quanto è nella regione energetica tra 2 e 4 $MeV$ che avviene la transizione vuoto-materia, peculiare della soluzione *MSW-LMA* (vedi Figura 8.3).
Ad oggi, le misure in tempo reale sui neutrini da $^8B$ si sono limitate ad osservare le regioni energetiche al di sopra di 4.5 $MeV$. Mostrerò in questo Capitolo che Borexino, grazie ai livelli di radiopurezza raggiunti, è il primo esperimento in grado di spingere la misura fino a 2.8 $MeV$: presenterò, infatti, la misura preliminare del flusso di neutrini da $^8B$ sopra 2.8 $MeV$, con particolare riguardo alle tecniche di analisi adottate.

## 9.1 Flusso dei neutrini da $^8B$ atteso in Borexino

In Borexino il flusso di neutrini da $^8B$ atteso in 100 $t$, in base al Modello Solare Standard $BPS07$ (vedi Paragrafo 1.1.1 e [5]), includendo l'effetto delle oscillazioni con i parametri della soluzione $LMA$ (vedi Eq. 3.72) e integrando su tutto lo spettro, è di:

$$R_{atteso} = 0.55\ cpd/100\ t^1.$$

Dato il significativo contributo del fondo esterno, abbiamo dovuto porre la soglia energetica di questa analisi a 2.8 $MeV$.
A partire dalla simulazione Monte Carlo dello spettro di rinculo dell'elettrone (vedi Figura 9.1), si ottiene la percentuale del flusso di neutrini da $^8B$ atteso sopra tale soglia: $\varepsilon_{E2.8} = 55.1\%$. Otteniamo così come *rate atteso di conteggi di neutrini da* $^8B$ *sopra 2.8 MeV in 100 t*:

$$R_{att,2.8MeV} = 0.303\ cpd/100\ t.$$

[1] cpd = conteggi al giorno.

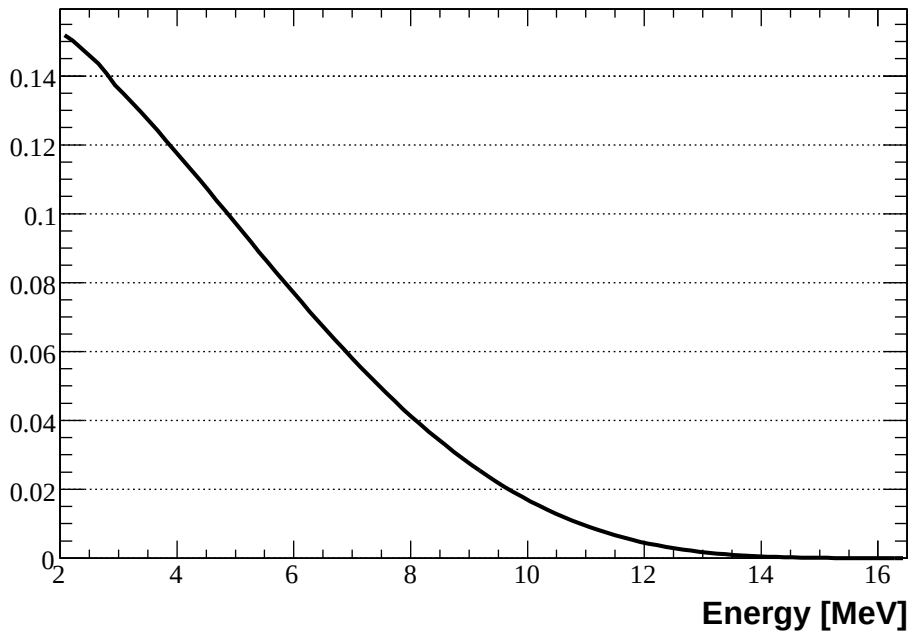



Figura 9.1: Spettro di rinculo dell'elettrone atteso in Borexino nel caso di neutrini da $^8B$.

Il fondo residuo atteso sopra 2.8 $MeV$ è fondamentalmente costituito da:

1. muoni che attraversano la sfera $SSS$;
2. nuclei cosmogenici indotti da muoni;
3. $^{214}Bi$ dalla catena radioattiva dell' $^{238}U$;
4. $^{208}Tl$ dalla catena radioattiva del $^{232}Th$.

Considerando che il rate globale di eventi sopra 2.8 $MeV$ nel $FV$ è di circa 3 *cpd*, possiamo stimare il rapporto rumore/segnale in questa regione energetica come: $3/0.303 \simeq 9$. Con tecniche mirate, si è proceduto gradualmente all'individuazione e rimozione delle sorgenti di fondo, in modo da ottenere un campione di eventi sempre più puro, su cui è poi stata applicata un'accurata analisi.

## 9.2 Selezione dei dati

A partire dalla statistica raccolta in Borexino dal 15 Luglio 2007 al 2 Maggio 2008, abbiamo selezionato un campione che contenesse tutti gli eventi di trigger di neutrino con energia maggiore di 2.8 $MeV$; la valutazione dell'energia è stata fatta

utilizzando la variabile *charge* (che ricordiamo essere la carica raccolta da ciascun fotomoltiplicatore, vedi Paragrafo 5.2.1) normalizzata a 2000 fotomoltiplicatori e assumendo il *Light Yield (LY)* pari a 500 $p.e./MeV$. Questo significa che un evento da 2.8 $MeV$ ha un valore di *charge* pari a 1400.
Il *Live Time* considerato risulta essere $T = 200.7$ *giorni*, che corrisponde a un *duty cycle* del 69%.

In questo paragrafo illustrerò come, basandoci sulla conoscenza delle principali caratteristiche delle sorgenti di fondo, ci è stato possibile elaborare strumenti di analisi mirati all'identificazione ed alla conseguente rimozione del fondo nel campione di eventi considerato.

### 9.2.1 Rimozione dei muoni

I muoni che attraversano il rivelatore hanno un'energia media di circa 320 $GeV$ [50]; eventi di così alta energia provocano la saturazione dei fotomoltiplicatori interni, se attraversano l'IV. I muoni, infatti, producono prima luce Čerenkov nella tanica d'acqua e attraversano poi il *buffer* e lo scintillatore depositando circa 2 $MeV$ al $cm$; un'energia di 2 $MeV$ corrisponde a circa 1000 fotoelettroni rivelati, se il deposito è avvenuto nello scintillatore (IV). Un muone percorre mediamente circa 6 $m$ nell'Inner Vessel[2], per un totale di energia depositata di circa 1200 $MeV$. Invece i muoni che attraversano il *buffer* producono energia visibile ridotta di circa un fattore 20, a causa della presenza del *quencher*.
In particolare, considerando lo spettro di rinculo degli elettroni in Figura 9.1, notiamo che i muoni che attraversano lo scintillatore, contrariamente a quanto può accadere per quelli che attraversano il *buffer*, non cadranno in questo ristretto intervallo energetico (0 - 14 $MeV$); essi comunque contaminano la regione energetica sopra i 2.8 $MeV$, che deve quindi essere dapprima ripulita dal fondo di tutti muoni che attraversano la sfera.
In primo luogo abbiamo eliminato dal campione di eventi, tutti quelli identificati come muoni dal Muon Veto esterno.
I muoni che attraversano la sfera sono facilmente riconoscibili anche in base alla particolare forma dell'impulso, che risulta differente da quella di un evento di scintillazione (vedi Figura 9.2). Per studiare la forma dell'impulso risultano particolarmente significative le due variabili:

- *peak time*, che ritorna il tempo in cui il *cluster* presenta il picco dell'impulso, calcolato rispetto a primo hit del *cluster* stesso;

- *mean time*, che ritorna il tempo medio di arrivo degli hit ai fotomoltiplicatori.

[2] Il valor medio della corda di una sfera $\frac{4}{3}R$, che nel caso dell'Inner Vessel corrisponde a $\frac{4}{3}4.25\ m \simeq 6m$.

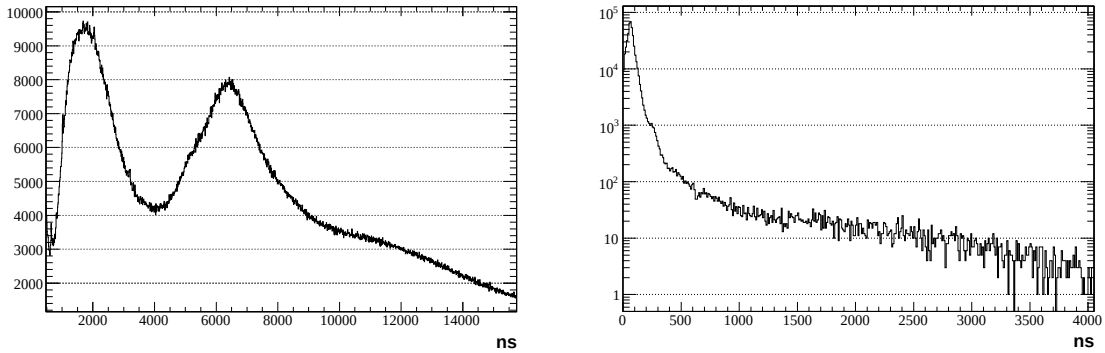



Figura 9.2: *Sinistra*: distribuzione del tempo di arrivo dei fotoni ai fototubi nel caso di muoni che attraversano lo scintillatore; il secondo picco visibile è dovuto all'*after pulse* dei fototubi. *Destra*: distribuzione del tempo di arrivo dei fotoni ai fototubi nel caso di muoni che attraversano il buffer.

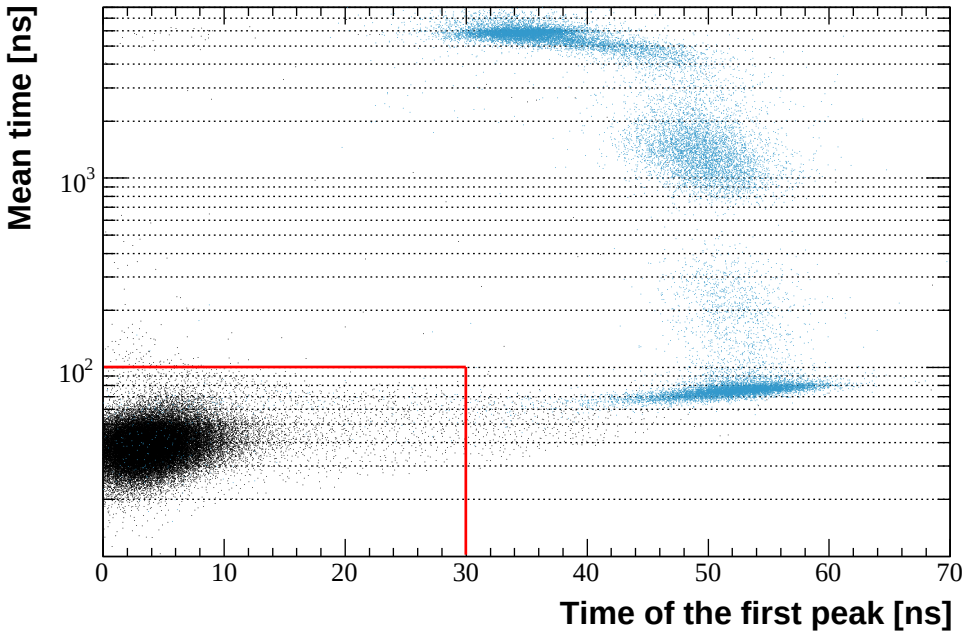



Figura 9.3: Distribuzione del *mean time* in funzione del *peak time* per eventi di scintillazione (nero) e per muoni (azzurro); le linee rosse rappresentano i valori critici di *mean time* e *peak time*, con cui è possibile discriminare eventi di scintillazione da eventi di muone.

Infatti, come evidente in Figura 9.3, gli eventi di scintillazione hanno un *mean time* di circa 50 *ns* e un *peak time* di pochi *ns*: è possibile selezionare gli eventi di muone

richiedendo *mean time* $> 100\ ns$ e *peak time* $> 30\ ns$.

Nel campione selezionato ($E > 2.8\ MeV$), gli eventi identificati e rigettati come muoni sono in tutto 837241. Dopo questa sottrazione, il numero di eventi rimanenti risulta: $N_{E2.8} = 2699$.

Consideriamo ora l'efficienza di questa rimozione di muoni. L'efficienza del taglio su *peak time* e *mean time* è stata stimata valutando il numero di eventi identificati come muoni su un campione di eventi visti dal rivelatore esterno; essa risulta essere $\varepsilon_{ID} \simeq 97\%$ [61]. Invece, l'efficienza del rivelatore esterno ($\varepsilon_{OD}$) nell'identificazione dei muoni non è stata ancora stimata.
Otteniamo così:

$$\varepsilon_\mu = 1 - (1 - \varepsilon_{ID})(1 - \varepsilon_{OD}) \simeq 0.97 + 0.03\varepsilon_{OD}$$

da cui possiamo dire che l'efficienza del nostro taglio sui muoni è:

$$\varepsilon_\mu > 0.97.$$

### 9.2.2 Rimozione degli eventi cosmogenici veloci

Come già detto nel Paragrafo 4.2.1, i muoni che attraversano lo scintillatore possono interagire coi nuclei di $^{12}C$ e produrre isotopi radioattivi, detti cosmogenici. Tra questi, si indicano come *cosmogenici veloci* quelli che hanno una vita media di frazioni di $s$.
In Tabella 9.1 sono elencati i nuclei cosmogenici veloci attesi in Borexino, con relativi tempi di dimezzamento, modi ed energie di decadimento, sezioni d'urto e rate attesi, come risulta da un esperimento condotto al CERN per muoni da 190 $GeV$ su un bersaglio di $^{12}C$ [51]. Notiamo che hanno tutti un $Q$ valore maggiore di 3 $MeV$: abbiamo quindi dovuto procedere all'elaborazione di tecniche di analisi che ci permettessero di individuare queste sorgenti di fondo.

La rimozione degli eventi cosmogenici veloci ($\tau_{1/2} < 1\ s$) è avvenuta in due fasi successive.

#### Veto di 2 $s$ dopo i muoni

Per prima cosa, dato che la maggior parte dei nuclei cosmogenici prodotti ha una vita media dell'ordine di frazioni di secondo, abbiamo imposto un veto di 2 $s$ dopo ogni muone che attraversi la sfera $SSS$.
Con questo taglio rimuoviamo il 46% degli eventi nella regione energetica sopra 2.8 $MeV$.
Per valutare il tempo morto (*Dead Time*) introdotto da questo veto, contiamo 2 $s$ dopo ogni muone individuato nel Paragrafo 9.2.1, ovvero dopo ogni muone che abbia

| **Isotopo** | $\tau_{1/2}$ | **Q (MeV)** | **Decad.** | $\sigma$ ($\mu barn$) | **Rate (*cpd*/100 *t*)** |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{12}B$ | 0.02 $s$ | 13.4 | $\beta^-$ | | |
| $^{11}Li$ | 0.09 $s$ | 20.8 | $\beta^-$ | | |
| $^{9}Li$ | 0.18 $s$ | 13.6 | $\beta^-$ | $< 2.12 \pm 0.35$ | $< 0.034$ |
| $^{8}Li$ | 0.84 $s$ | 16.0 | $\beta^-$ | | |
| $^{8}He$ | 0.12 $s$ | 10.6 | $\beta^-$ | $< 2.12 \pm 0.35$ | $< 0.034$ |
| $^{6}He$ | 0.81 $s$ | 3.5 | $\beta^-$ | $16.02 \pm 1.6$ | $0.26 \pm 0.03$ |
| $^{9}C$ | 0.13 $s$ | 16.5 | $\beta^+$ | $4.83 \pm 1.51$ | $0.077 \pm 0.025$ |
| $^{8}B$ | 0.77 $s$ | 18.0 | $\beta^+$ | $7.13 \pm 1.46$ | $0.11 \pm 0.02$ |

Tabella 9.1: Nuclei cosmogenici veloci attesi in Borexino per muoni da 190 $GeV$ [51].

attraversato la sfera, a prescindere che sia o meno padre di eventi cosmogenici, in modo da essere il più possibile conservativi. Otteniamo così un tempo morto $DT = 19.4$ *giorni*; il *live time* effettivo risulta, quindi, essere:

$$T^* = 181.3 \ giorni.$$

## Sottrazione di eventi ad alta molteplicità

I nuclei cosmogenici vengono spesso prodotti con alta molteplicità (treni di eventi), se creati in cascate adroniche indotte dai muoni.

In Figura 9.4 è mostrato l'andamento temporale degli eventi con energia sopra 3 $MeV$ (linee nere) e degli eventi che seguono i muoni entro 2 $s$ (linee azzurre) in bin da 1 minuto. Dato il rate di circa 5 *cpd* per energie sopra 3 $MeV$, è ragionevole pensare che i picchi neri (bin da 1 $min$) rappresentino treni di eventi prodotti da muoni; appare però chiaro che col solo veto di 2 $s$ dopo i muoni (picchi azzurri) non si riescono ad individuare tutti gli eventi appartenenti ad uno stesso treno.
Gli eventi ad alta molteplicità che sfuggono al veto non sono necessariamente nuclei cosmogenici veloci (che sono più efficacemente individuati dal veto di 2 $s$, data la breve vita media), ma potrebbe trattarsi di diseccitazioni dei nuclei eccitati da muoni.
Per individuare i treni di eventi ad alta molteplicità abbiamo elaborato un apposito algoritmo, che procede in questo modo: dopo ogni evento che abbia energia $E > 2.8 \ MeV$, viene aperta una finestra temporale di $T_g = 5 \ s$ e viene contato il numero di eventi $m$ con $E > 2.8 \ MeV$ che cade in tale intervallo; a ciascuno di questi eventi viene assegnata una *flag* corrispondente alla molteplicità $m$ del treno a cui appartiene (vedi Figura 9.5).
Per valutare l'efficienza dell'algoritmo, calcoliamo il numero di coincidenze casuali

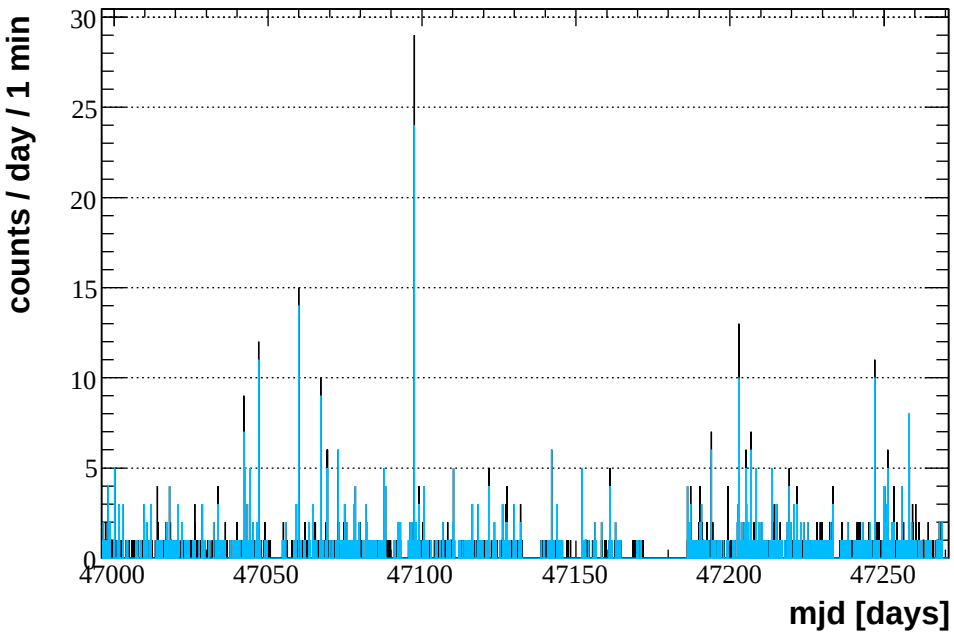



Figura 9.4: Andamento temporale degli eventi con energia sopra 3 $MeV$ (linee nere) e degli eventi che seguono i muoni entro 2 $s$ (linee azzurre) in bin da 1 minuto. Si nota che col solo veto di 2 $s$ dopo il muone non è possibile individuare tutti gli eventi prodotti in un treno di eventi di alta molteplicità.

($rc$ = *random coincidences*) attese per l'intera statistica in un *gate* di 5 $s$ nel caso in cui non sia ancora stato applicato il veto di 2 $s$ dopo i muoni; nel caso più conservativo ($m = 2$) si ha:

$$N_{rc} = P_{rc} \cdot N_{E_{2.8}} = \frac{N_{E_{2.8}} T_g}{T} N_{E_{2.8}} \tag{9.1}$$

dove il valori di $N_{E2.8}$ è quello dato nel Paragrafo 9.2.1 ($N_{E2.8} = 2699$).
Il numero totale di coincidenze casuali atteso sopra 2.8 $MeV$ risulta quindi: $N_{rc} = 2.10$. Considerando che ci si aspetta che solo una piccola percentuale di $N_{E2.8}$ sia dovuta a neutrini da $^8B$, abbiamo assunto trascurabile il numero di coincidenze casuali rimosse col taglio di molteplicità.
In Figura 9.6 è mostrato l'andamento temporale degli eventi con energia sopra 3 $MeV$ e degli eventi che seguono i muoni entro 2 $s$ in bin da 5 $s$: risulta evidente che cercare treni di eventi in gate di 5 $s$ permette di individuare i cosmogenici che sfuggono al veto dei 2 $s$.
In Figura 9.7 viene mostrato lo spettro energetico dei nuclei cosmogenici selezionati e degli eventi ad alta molteplicità, con diverse combinazioni.
Col taglio in molteplicità, il campione di eventi viene ridotto a:

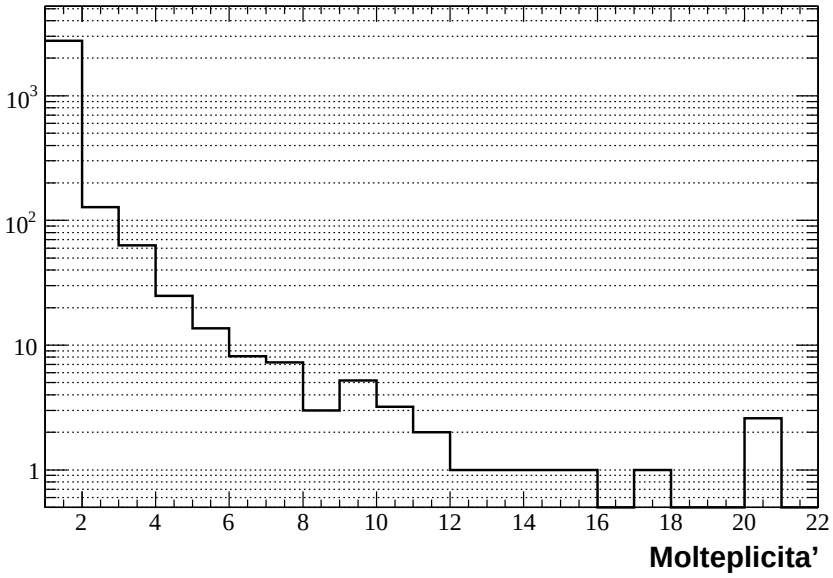



Figura 9.5: Valore della molteplicità $m$ per ogni treno di eventi ad energia maggiore di 2.8 $MeV$ individuato in un *gate* di 5 $s$. Il valor medio della molteplicità è 1.23. Il numero di eventi casuali attesi in una singola finestra varia da $3 \cdot 10^{-4}$ a $8 \cdot 10^{-4}$ a seconda della regione energetica considerata. Il numero di eventi con molteplicità $> 1$ è 555, mentre il numero totale di eventi in grafico è 2699.

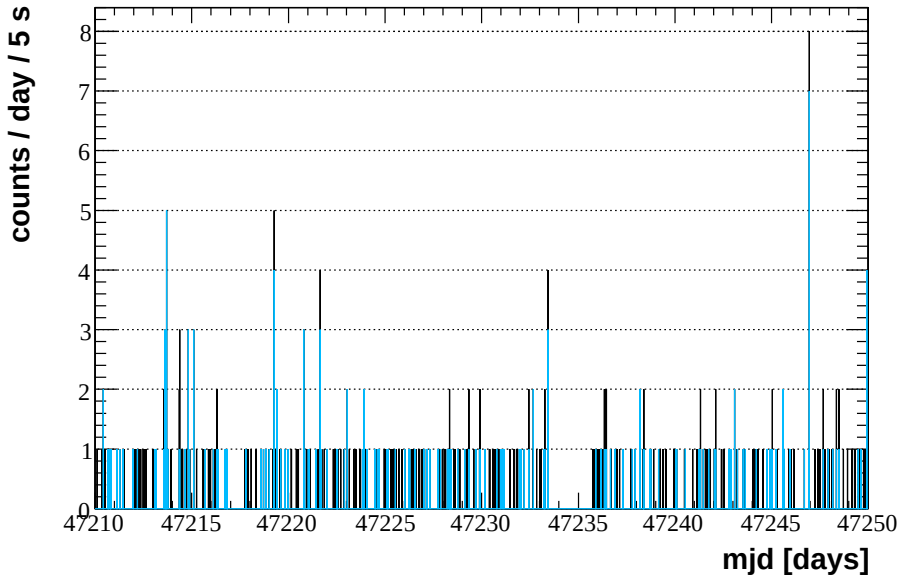



Figura 9.6: Andamento temporale degli eventi con energia sopra 3 $MeV$ (linee nere) e degli eventi che seguono i muoni entro 2 $s$ (linee azzurre) in bin da 5 $s$. Cercare treni di eventi in gate di 5 $s$ risulta molto efficiente nell'individuazione dei cosmogenici non identificabili col veto di 2 $s$ dopo il muone.

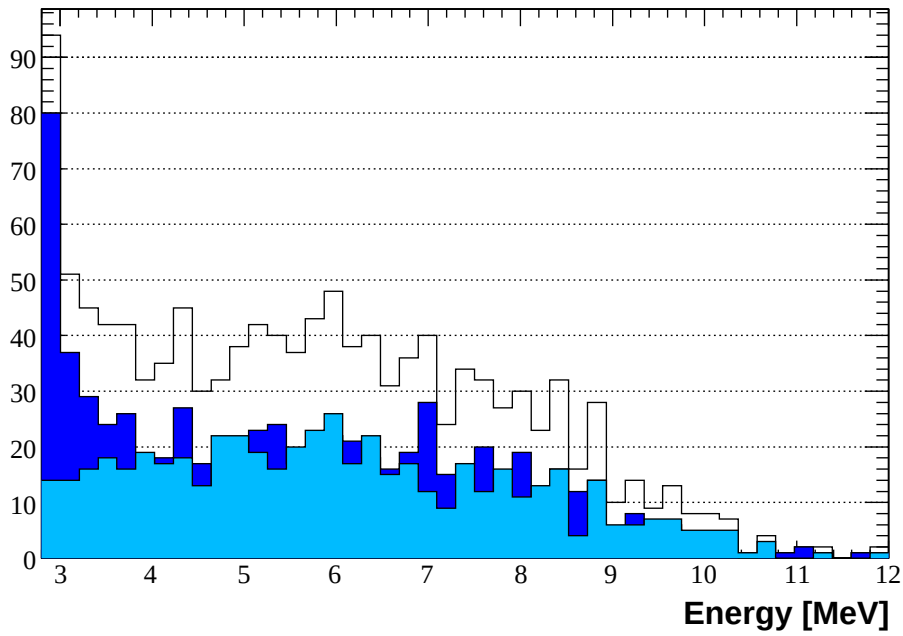



Figura 9.7: Spettro energetico degli eventi cosmogenici veloci e degli eventi ad alta molteplicità ad energia maggiore di 2.8 $MeV$. La linea nera rappresenta i cosmogenici identificati col veto dopo i muoni e gli eventi ad alta molteplicità, l'area azzurra i cosmogenici identificati col veto dopo i muoni che abbiano molteplicità 1 e l'area blu i soli eventi ad alta molteplicità ($m > 1$).

$$N_{E2.8} = 1412 \; eventi.$$

### 9.2.3 Rimozione di eventi in coincidenza

Nel campione così selezionato, i rimanenti contaminanti possono essere:

- nuclei cosmogenici di $^{11}Be$ ($Q = 11.5 \; MeV$);
- nuclei cosmogenici di $^{10}C$ ($Q = 3.6 \; MeV$);
- nuclei da contaminazione interna di $^{214}Bi$ ($Q = 3.3 \; MeV$);
- nuclei da contaminazione interna di $^{208}Tl$ ($Q = 5 \; MeV$), di cui parlerò più avanti (vedi Paragrafo 9.3).

Ricordiamo le caratteristiche dei nuclei cosmogenici di $^{11}Be$ e $^{10}C$ (già presentate nel Paragrafo 4.2.1) in Tabella 9.2.

Considerata la piccola sezione d'urto di produzione del $^{11}Be$ ($< 2.34 \; \mu barn$ per muoni da 190 $GeV$), ne abbiamo considerato trascurabile la contaminazione.

| **Isotopo** | $\tau$ | **Q (MeV)** | **Decad.** | $\sigma$ ($\mu barn$) | **Rate (*cpd*/100 *t*)** |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{11}Be$ | 19.91 $s$ | 11.5 | $\beta^-$ | $< 2.34$ | $< 0.034$ |
| $^{10}C$ | 27.84 $s$ | 3.6 | $\beta^+$ | $115.4 \pm 14.6$ | $1.95 \pm 0.21$ |

Tabella 9.2: Caratteristiche dei nuclei di $^{11}Be$ e $^{10}C$ attesi in Borexino per muoni da 190 $GeV$ [51].

Per quanto riguarda la presenza di $^{10}C$ e $^{214}Bi$, abbiamo proceduto all'individuazione di tali sorgenti di fondo cercandone le rispettive coincidenze ritardate evento per evento.

## Rimozione del $^{10}C$ tramite la Three-Fold Coincidence (TFC).

Il $^{10}C$ è un nucleo cosmogenico lento ($\tau \simeq 28$ $s$, vedi Tabella 9.2). Come evidente in Figura 9.8, ci aspettiamo che solo una piccola frazione (5.7%) del $^{10}C$ cada sopra i 2.8 $MeV$.
Spesso la produzione di nuclei cosmogenici è associata all'emissione di neutroni; questi ultimi termalizzano nello scintillatore e, dopo un tempo medio di circa 250 $\mu s$, vengono catturati dai protoni emettendo un $\gamma$ caratteristico di 2.26 $MeV$.
Data la vita media del $^{10}C$ ($\tau \simeq 28$ $s$), esso non può venir identificato tramite il veto di 2 $s$ dopo il muone. Abbiamo sfruttato invece la ricerca della tripla coincidenza muone - neutrone - $^{10}C$ (metodo della **Three-Fold Coincidence (TFC)**).
I neutroni cosmogenici sono facilmente identificabili dato che risultano essere eventi di *trigger type* 128, che ricordiamo essere il trigger dedicato all'individuazione dei neutroni in coincidenza coi muoni cosmici in una finestra temporale di 1.6 $ms$ (vedi Paragrafo 5.1.4).
Per l'individuazione del $^{10}C$ abbiamo, quindi, proceduto nel seguente modo: a partire da un evento del trigger 128, si cercano eventi che abbiano energia tra 2.8 e 3.6 $MeV$ in una finestra temporale di 90 $s$ (circa 3 volte la vita media del $^{10}C$) ed in una bolla di raggio di 1.5 $m$ intorno al neutrone.
Rimuovendo gli eventi di $^{10}C$ così selezionati (che risultano essere 13) si riduce il campione a:

$$N_{E2.8} = 1399 \; eventi.$$

Conoscendo l'alta efficienza del metodo della $TFC$ studiata su altre classi di eventi (vedi [62]), assumiamo che l'efficienza di tale taglio sia pari a 1.

## Rimozione del $^{214}Bi$

Il $^{214}Bi$ appartiene alla catena dell' $^{238}U$. Come evidente in Appendice A, esso decade $\beta$ ($BR \simeq 100\%$) con $\tau = 28.7$ $min$ e $Q$ valore di 3.272 $MeV$.
Esso può essere facilmente identificato, sfruttando la coincidenza ritardata col figlio $^{214}Po$, che decade $\alpha$ ($\tau = 237$ $\mu s$): si cerca quindi la coincidenza entro circa 700 $\mu s$

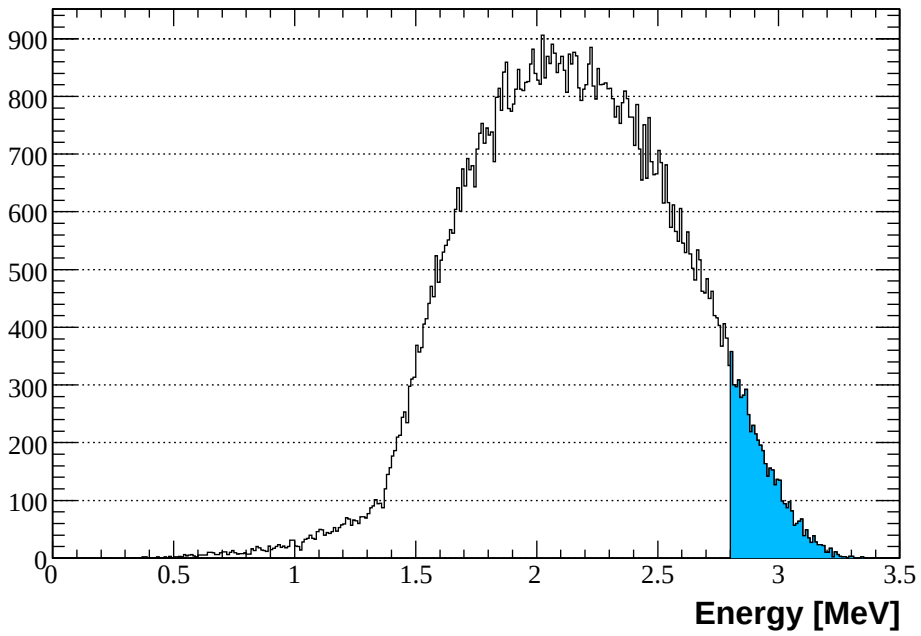



Figura 9.8: Spettro energetico del $^{10}C$ ottenuto con una simulazione Monte Carlo, tenendo conto del *quenching* ($kB = 0.02\ cm/MeV$) e assumendo il *Light Yield* $LY = 500\ p.e./MeV$; l'area evidenziata in azzurro corrisponde alla percentuale di $^{10}C$ attesa sopra i 2.8 $MeV$, che risulta di solo il 5.7%.

(3 vite medie del $^{214}Po$), nel raggio di 1 $m$ tra eventi con energia tipica del $\beta$ del $^{214}Bi$ ($E < 4\ MeV$) ed eventi con energia tipica dell'$\alpha$ del $^{214}Po$, tenendo conto del *quenching* ($0.3\ MeV < E < 1\ MeV$)[3].

Procedendo alla rimozione del $^{214}Bi$ (12 eventi) il campione finale risulta essere di:

$$N_{E2.8} = 1387\ eventi.$$

Anche in questo caso, assumiamo che l'efficienza di tale taglio sia pari a 1.

## 9.3 Analisi dei dati

Dopo aver individuato le sorgenti di fondo e le tecniche di rimozione nella regione energetica sopra 2.8 $MeV$, abbiamo potuto procedere all'analisi dei dati.
L'analisi del neutrino da $^{8}B$ è stata sviluppata in tre differenti regioni energetiche, che risultano interessanti per diverse ragioni:

[3] Lo studio della coincidenza ritardata $^{214}Bi - ^{214}Po$ è sfruttato in Borexino per stimare la contaminazione da $^{222}Rn$ e $^{238}U$ presenti nello scintillatore.

| **Taglio** | ***E2.8*** | ***E4*** | ***E5*** |
|---|---|---|---|
| Campione originale | 2699 | 1162 | 907 |
| Veto di $2s$ dopo $\mu$ | 1450 | 229 | 161 |
| Rimozione mult. $> 1$ | 1412 | 204 | 139 |
| Rimozione $^{10}C$ | 1399 | 204 | 139 |
| Rimozione $^{214}Bi$ | 1387 | 204 | 139 |
| Taglio sul $FV$ ($N_{FV}$) | $69 \pm 8$ | $44 \pm 7$ | $29 \pm 5$ |

Tabella 9.3: Eventi rimanenti dopo l'applicazione dei diversi tagli per la rimozione del fondo nelle tre regioni energetiche: $E > 2.8\ MeV$, $E > 4\ MeV$ ed $E > 5\ MeV$. Gli errori indicati sono statistici.

- $E > 5\ MeV$ ($E5$): è la regione energetica già studiata dagli esperimenti in tempo reale di grande massa, ovvero SuperKamiokade e SNO [19, 24]; questo ci permette di avere un confronto diretto con le misure già effettuate sui neutrini da $^8B$;
- $E > 4\ MeV$ ($E4$): questa regione risulta interessante in quanto si avvicina alla zona dove la transizione vuoto-materia dovrebbe essere evidente;
- $E > 2.8\ MeV$ ($E2.8$): è indubbiamente la regione più interessante, finora mai investigata da nessun esperimento in tempo reale, dove dovrebbe avvenire la transizione vuoto-materia delle oscillazioni.

Ricordiamo che Borexino non vede direttamente il neutrino, bensì l'elettrone di rinculo: con una simulazione Monte Carlo si può ottenere lo spettro di rinculo dell'elettrone; la percentuale $\varepsilon$ del flusso di neutrini da $^8B$ atteso nelle tre regioni energetiche considerate risulta:

- $E2.8$: $\varepsilon_{E2.8} = 0.551 \implies R_{att,IV} = 0.844\,cpd \implies R_{att,100t} = 0.303\,cpd/100\,t$;
- $E4$: $\varepsilon_{E4} = 0.396 \implies R_{att,IV} = 0.607\,cpd \implies R_{att,100t} = 0.218\,cpd/100\,t$;
- $E5$: $\varepsilon_{E5} = 0.288 \implies R_{att,IV} = 0.441\,cpd \implies R_{att,100t} = 0.158\,cpd/100\,t$;

A questo punto, abbiamo applicato un taglio sul *Volume Fiduciale (FV)*, nominalmente a $3\ m$, in modo da esser sicuri di rimuovere tutta la contaminazione dal fondo esterno e superficiale. Come visto nel Capitolo 7 (Eq. 7.8), il taglio ad un raggio di $3\ m$ corrisponde a considerare una massa di scintillatore pari a $m_{FV} = 104.4\ t$ per cui dovremo riscalare il numero di conteggi ottenuti a $100\ t$.
Bisogna sottolineare che applicare un taglio radiale a tre metri, introduce nella nostra misura un errore sistematico dovuto all'incertezza stimata sulla massa del $FV$ di $\pm 2.4\%$ (vedi Paragrafo 7.4).
In Tabella 9.3 sono elencati gli eventi residui dopo l'applicazione dei vari tagli nelle tre regioni energetiche considerate (gli errori indicati sono statistici), mentre in Figura 9.9 sono mostrati gli spettri energetici ottenuti.

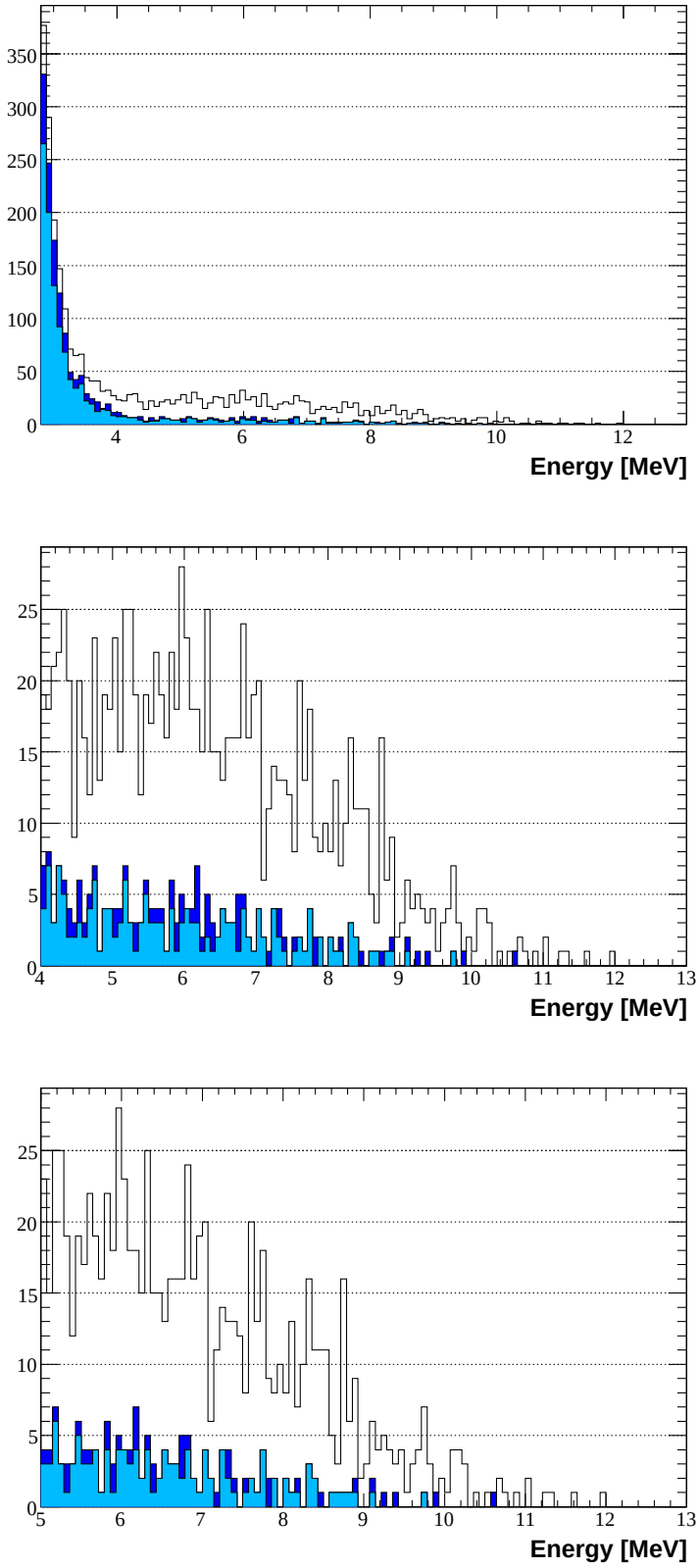



Figura 9.9: Spettro energetico prima dei tagli (linea nera), dopo il veto di 2 $s$ dopo i muoni (area blu) e dopo la rimozione degli eventi ad alta molteplicità, del $^{10}C$ e del $^{214}Bi$ (area azzurra), nelle tre regioni energetiche considerate: $E > 2.8\ MeV$, $E > 4\ MeV$, $E > 5\ MeV$.

Dobbiamo ricordare che abbiamo finora trascurato il contributo dovuto al $^{208}Tl$ che, come più volte sottolineato, costituisce un fondo nella regione energetica sopra 2.8 $MeV$.

### 9.3.1 Sottrazione statistica del $^{208}Tl$ interno

Il $^{208}Tl$ appartiene alla catena del $^{232}Th$ (vedi Appendice A); esso decade $\beta + \gamma$ in $^{208}Pb$ con un $Q$ valore di 5.001 $MeV$.
Il $^{208}Tl$ può trovarsi:

- sulla superficie dell'$IV$: il Vessel di nylon stesso emana $^{220}Rn$ che decade, producendo, tra gli altri figli, anche il $^{208}Tl$;
- all'interno dell'*Inner Vessel (IV)*, a causa della contaminazione interna da $^{232}Th$ dello scintillatore.

Come evidente in Figura 9.10, l'11.7% dello spettro del $^{208}Tl$ cade sopra i 4 $MeV$ e il 91.7% sopra 2.8 $MeV$; invece la regione energetica sopra i 5 $MeV$ non è affetta dalla contaminazione da $^{208}Tl$.
Il taglio radiale a 3 $m$ ci assicura la rimozione del $^{208}Tl$ esterno. La rimozione del $^{208}Tl$ interno è, invece, avvenuta applicando una sottrazione statistica. Conosciamo, infatti, la concentrazione di $^{232}Th$ (vedi Paragrafo 4.2.1) che è pari a[4]:

$$C_{Th,IV} = (6.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-18}\ g/g.$$

Ricordando che la massa dello scintillatore è di $m_{IV} = 278.3\ t$, nell'$IV$ si hanno:

$$m_{Th} = C_{Th,IV} \cdot m_{IV} = 1.89 \cdot 10^{-9}\ g$$

e quindi il numero di atomi di $^{232}Th$ attesi è di:

$$N_{Th} = m_{Th} \cdot \frac{N_A}{A_{Th}} = 4.91 \cdot 10^{12}.$$

Conoscendo la vita media del $^{232}Th$ ($\tau \simeq 2.02 \cdot 10^{10}\ y$), possiamo stimarne l'attività:

$$A_{Th} = \frac{N_{Th}}{\tau} = (0.67 \pm 0.15)\ cpd.$$

Assumendo l'equilibrio secolare ci aspettiamo che $A_{Tl} = 0.36\ A_{Th}$, dato che, come evidente in Appendice A, la catena del $^{232}Th$ ha una diramazione proprio a livello del $^{208}Tl$, il cui *Branching Ratio (BR)* risulta essere del 35.94%.
In definitiva, quindi, il rate di $^{208}Tl$ atteso nell'$IV$ risulta essere di:

$$R_{Tl,IV} = (0.24 \pm 0.05)\ cpd.$$

[4]La concentrazione di $^{232}Th$ è stimata in Borexino in modo del tutto analogo a quanto avviene per l' $^{238}U$: si ricercano le coincidenze ritardate $^{212}Bi$-$^{212}Po$ che risultano essere coincidenze $\beta - \alpha$ in un intervallo temporale di 1.3 $\mu s$, che corrisponde a circa tre vite medie del $^{212}Po$.

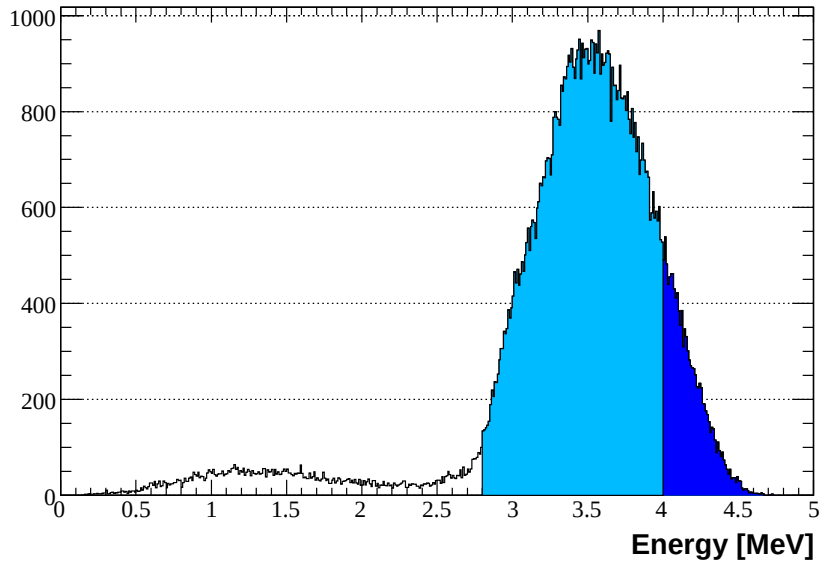



Figura 9.10: Spettro energetico del $^{208}Tl$ ottenuto con una simulazione Monte Carlo, tenendo conto del *quenching* ($kB = 0.02\ cm/MeV$) e assumendo il *Light Yield* $LY = 500\ pe/MeV$; l'area evidenziata in azzurro corrisponde alla percentuale di $^{208}Tl$ attesa sopra i 2.8 $MeV$ (91.5%), mentre l'area evidenziata in blu alla percentuale di $^{208}Tl$ attesa sopra i 4 $MeV$ (11.7%).

Quindi, dato il *live time* $T^* = 181.3\ d$, il numero di conteggi di $^{208}Tl$ in tutta la statistica è di:

$$N_{Tl,IV} = 42 \pm 9,$$

dove l'errore è assunto essere del 20%.
In 100 $t$, questo corrisponde a:

$$N_{Tl,100t} = 15 \pm 3,$$

Considerando le efficienze, otteniamo per le tre regioni energetiche in 100 $t$:

- $E2.8$: $\varepsilon = 0.915 \implies N_{Tl,100t} = 14 \pm 3$;
- $E4$: $\varepsilon = 0.117 \implies N_{Tl,100t} = 1 \pm 0.2$;
- $E5$: $\varepsilon = 0 \implies N_{Tl,100t} = 0$.

Attuando una sottrazione statistica del numero di conteggi si ottengono come valori dei rate di neutrini da $^8B$ quelli mostrati in Tabella 9.4, dove riporto anche il confronto col rate atteso in $T^* = 181.3\ d$ (vedi Paragrafo 9.1).

| | ***E2.8*** | ***E4*** | ***E5*** |
|---|---|---|---|
| Eventi in 100 $t$ ($N_{100t}$) | $66 \pm 8$ | $42 \pm 6$ | $28 \pm 5$ |
| Eventi di $^{208}Tl$ ($N_{Tl}$) | $14 \pm 3$ | $1 \pm 0.2$ | 0 |
| $N(\nu_{mis}) = N_{100t} - N_{Tl}$ | $52 \pm 9$ | $41 \pm 6$ | $28 \pm 5$ |
| $N(\nu_{attesi})$ | 55 | 40 | 29 |
| $\Phi_{mis}/\Phi_{att}$ | $0.95 \pm 0.16$ | $1.03 \pm 0.15$ | $0.97 \pm 0.18$ |

Tabella 9.4: *Alto:* eventi individuati nel Volume Fiduciale tramite il taglio radiale a 3 $m$ (sul campione ottenuto dopo la rimozione del $^{214}Bi$) riscalati a 100 $t$. L'errore statistico su $N_{100t}$ è dato da $\varepsilon_{100t} = \frac{N_{100t}}{\sqrt{N_{FV}}}$. *Basso:* confronto tra il rate di neutrini da $^8B$, dopo la sottrazione statistica del $^{208}Tl$, e il rate atteso in $T^* = 181.3\ d$ in 100 $t$.

### 9.3.2 Valutazione degli errori sistematici

Gli errori sistematici sono introdotti dalle incertezze su:

- valore del *Light Yield*: $LY = (500 \pm 5)\ p.e./MeV$;
- definizione della massa del $FV$: $\pm 2.4\%$, come ampiamente discusso nel Paragrafo 7.4);
- indeterminazione dell'efficienza sull'identificazione dei muoni.

| Fonte sistematico | ***E2.8*** | | ***E4*** | | ***E5*** | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | - | + | - | + | - | + |
| $LY(\pm 5\ p.e.)$ | 1.0 | 0 | 0 | 1.0 | 0 | 0.5 |
| $m_{IV}$ ($\pm 2.4\%$) | 1.4 | 1.4 | 1 | 1 | 0.7 | 0.7 |
| Inefficienza sui $\mu$ | NA | NA | NA | NA | NA | NA |
| Sistematico totale | 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |

Tabella 9.5: Valori dell'errore sistematico dovuto all'indeterminazione sul $LY$ ($500 \pm 5\ p.e./MeV$) e sul Volume Fiduciale ($\pm 2.4\%$). L'inefficienza sull'identificazione dei muoni non è ancora nota, anche se è stimata essere $> 97\%$ (vedi Paragrafo 9.2.1).

L'inefficienza sull'identificazione dei muoni non è ancora nota, anche se è stimata essere $> 97\%$ (vedi Paragrafo 9.2.1).
Per valutare l'effetto dell'incertezza sul $LY$, abbiamo applicato il taglio energetico sui campioni finali (dopo il taglio a 3 $m$) con i valori $LY_{\pm} = LY \pm 1\sigma$. L'errore sistematico è poi definito come metà della differenza tra il valore $N_{IV}$ ottenuto assumendo $LY$ e i valori ottenuti nel caso di $LY_+$ e $LY_-$, come riportato in Tabella 9.5.

**Risultati finali sui neutrini da $^8B$**

| | ***E2.8*** | ***E4*** | ***E5*** |
|---|---|---|---|
| $N(\nu_{mis})$ | $52 \pm 9\ ^{+1}_{-2}$ | $41 \pm 6\ ^{+1}_{-1}$ | $28 \pm 5\ ^{+1}_{-1}$ |
| $N(\nu_{attesi})$ | 55 | 40 | 29 |
| $\Phi_{mis}/\Phi_{att}$ | $0.95 \pm 0.16\ ^{+0.02}_{-0.04}$ | $1.03 \pm 0.15\ ^{+0.03}_{-0.03}$ | $0.97 \pm 0.18\ ^{+0.04}_{-0.04}$ |

Tabella 9.6: Risultati finali sulla misura del flusso di neutrini da $^8B$ in 100 $t$ di scintillatore, includendo l'errore sistematico.

Tenendo conto anche dell'errore sistematico, otteniamo come valori finali quelli elencati in Tabella 9.6.

## 9.4 Analisi spettrale

In seguito, abbiamo ripetuto l'analisi per bin di 1 $MeV$ in modo da ottenere lo spettro energetico, che ricordiamo essere lo spettro di rinculo dell'elettrone.
Ho riscalato il numero di conteggi ottenuti in un bin energetico col taglio a 3 $m$ ($N_{FV}$) all'intero Inner Vessel ($N_{IV} = N_{FV}\dfrac{278.3\ t}{104.4\ t}$) e ho in seguito applicato la sottrazione del $^{208}Tl$. In Tabella 9.7 sono riportati i valori ottenuti.
Lo spettro che si ottiene riscalandosi a bin energetici di 1 $MeV$ è mostrato in Figura 9.11, dove sono anche rappresentati gli spettri attesi in Borexino per neutrini da $^8B$ in assenza e in presenza delle oscillazioni per un periodo di 181.3 $d$.
Risulta chiaro che i risultati ottenuti confermano l'ipotesi di oscillazione.
In Figura 9.11 è invece mostrato lo spettro da noi ottenuto fittato con le distribuzioni di energia nel caso di oscillazioni e in assenza di oscillazioni; si vede che la distorsione spettrale è attualmente non visibile da Borexino.

| **Range** ($MeV$) | $N_{IV}$ | $N_{Tl,IV}$ | $N(\nu_{mis}) = N_{IV} - N_{Tl,IV}$ |
|---|---|---|---|
| 2.8 - 3.4 | $29 \pm 9$ | $10 \pm 2$ | $19 \pm 9$ |
| 3.4 - 4 | $37 \pm 10$ | $15 \pm 3$ | $22 \pm 10$ |
| 4 - 5 | $40 \pm 10$ | $4 \pm 1$ | $36 \pm 11$ |
| 5 - 6 | $21 \pm 8$ | 0 | $21 \pm 8$ |
| 6 - 7 | $29 \pm 9$ | 0 | $29 \pm 9$ |
| 7 - 8 | $13 \pm 6$ | 0 | $13 \pm 6$ |
| 8 - 9 | $13 \pm 6$ | 0 | $13 \pm 6$ |

Tabella 9.7: Conteggi di neutrino da $^8B$ in bin energetici nell'intero $IV$. L'errore su $N_{FV}$ è poissoniano, quelli su $N_{IV}$ e $N(\nu_{mis})$ sono ottenuti con la propagazione degli errori, mentre l'errore su $N_{Tl,IV}$ è come sempre del 20%.

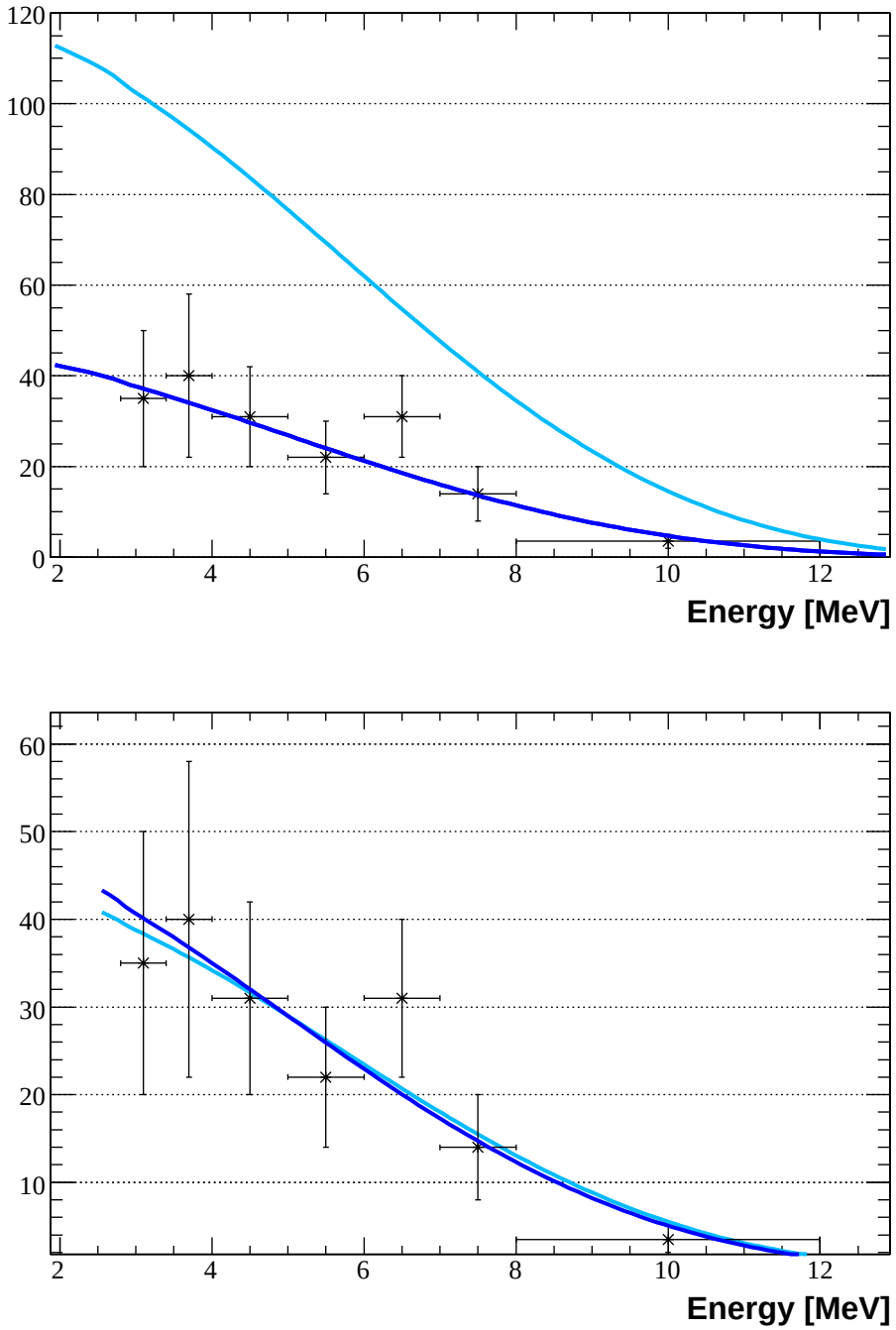



Figura 9.11: *Alto*: Spettro di rinculo degli elettroni per neutrini da $^8B$ con $E_\nu > 2.8\ MeV$ misurato in Borexino in 181.3 $d$ nell'intero $IV$. La linea blu scuro rappresenta lo spettro atteso in 181.3 $d$ nel caso delle oscillazioni secondo la soluzione $MSW - LMA$, mentre la linea azzurra rappresenta il caso in assenza di oscillazioni. *Basso*: Spettro di rinculo degli elettroni per neutrini da $^8B$ con $E_\nu > 2.8\ MeV$ misurato in Borexino in 181.3 $d$ nell'intero $IV$, fittato con le curve che rappresentano la distribuzione di energia nel caso delle oscillazioni secondo la soluzione $MSW - LMA$ (linea blu) e in assenza di oscillazioni (linea azzurra).

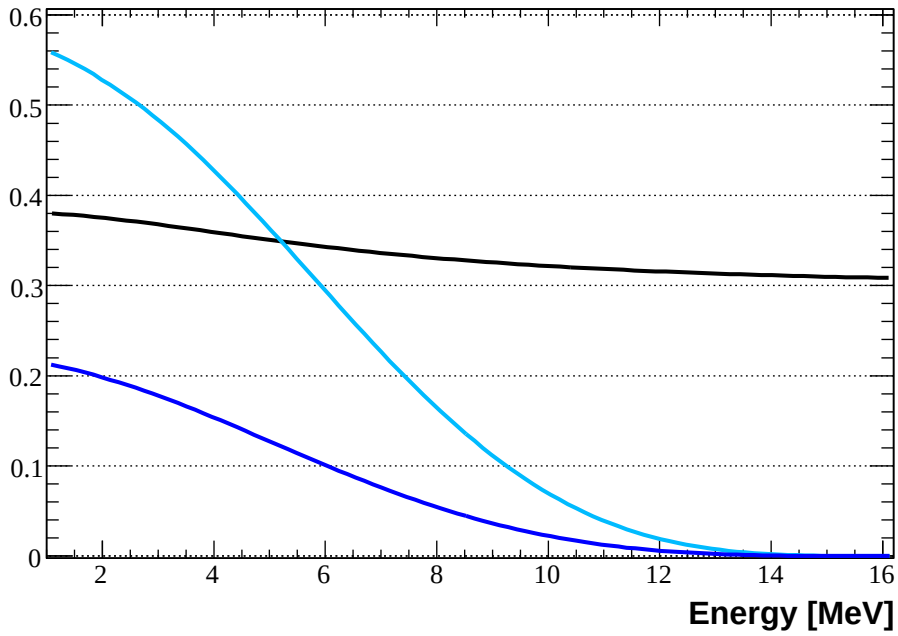



Figura 9.12: Spettro di rinculo degli elettroni per neutrini da $^8B$ atteso in Borexino in assenza di oscillazioni (linea azzurra), nel caso di oscillazione (linea blu) e loro rapporto (linea nera). La distorsione spettrale risulta difficilmente visibile in quanto è limitata a circa il 6%.

Infine, in Figura 9.12 è riportato il rapporto fra i due spettri (linea nera): si nota che la distorsione spettrale è comunque molto limitata (circa del 6%).

## 9.5 Possibili miglioramenti

Appare chiaro, da quanto esposto finora, che alcuni punti dell'analisi necessitano di studi più approfonditi.

Per prima cosa bisognerebbe stimare l'efficienza del rivelatore esterno nell'identificazione dei muoni.

Attualmente la principale fonte di errore sistematico è data dal taglio radiale; per questo l'idea per il futuro è di procedere con un'analisi radiale tramite un fit che comprenda due componenti:

- la distribuzione radiale;

- la distribuzione superficiale;

e che includa la risoluzione del rivelatore. In questo modo diventa possibile distinguere la componente interna da quella dovuta al fondo superficiale ed esterno senza dover ricorrere al taglio radiale, limitando così l'errore sistematico.
A tal proposito, abbiamo già condotto alcuni studi che hanno evidenziato la presenza di contaminazioni ricostruite sulla superficie del Vessel, di cui è difficile comprendere l'origine. In particolare, mi sono occupata di studiare, in modo ancora preliminare, una particolare classe di eventi, che descriverò nel Paragrafo 9.5.1.

Infine, sarebbe auspicabile procedere ad una rimozione evento per evento del $^{208}Tl$, piuttosto che ad una sottrazione statistica; a questo scopo si potrebbe procedere all'identificazione delle coincidenze $\alpha - \alpha$ fra $^{220}Rn$-$^{216}Po$ ($\tau = 216\ ms$) della catena del $^{232}Th$, che hanno rispettivamente energia di 6.280 $MeV$ e 6.778 $MeV$. Come si vede in Appendice A, il $^{208}Tl$ è figlio del $^{212}Pb$, che ha una vita media di circa 15 $h$; l'idea è di vetare gli eventi per 30-40 $h$ a partire dalla coincidenza $\alpha - \alpha$ con uno stringente taglio spaziale. Dato il basso rate nella regione sopra 2.8 $MeV$ (circa 7 *cpd*) e il taglio spaziale, le coincidenze casuali dovrebbero essere limitate, nonostante l'estensione della finestra temporale.

### 9.5.1 Studio degli eventi anomali superficiali

In fase di analisi abbiamo individuato un particolare gruppo di eventi, su cui mi pare interessante spendere qualche parola. Sul campione ottenuto dopo i tagli sui muoni, eventi cosmogenici veloci, $^{10}C$ e $^{214}Bi$ e prima di applicare il taglio radiale, abbiamo valutato la possibilità che esso contenesse particelle di tipo $\alpha$.
Per procedere al riconoscimento di eventuali particelle $\alpha$, abbiamo utilizzato il **parametro di Gatti**; esso è definito a partire dal cosiddetto *metodo ottimo*, che è il metodo che ottimizza le prestazioni di discriminazione $\alpha - \beta$ negli scintillatori, elaborato da Gatti e De Martini nel 1962 [63]. Si tratta di un filtro lineare dedotto dalla forma media degli impulsi di scintillazione per particelle $\alpha$ e $\beta$ (vedi Figura 4.8), da applicare alle curve di eventi di scintillazione; si ottiene in questo modo un parametro che descrive la probabilità che l'evento da identificare sia una particella di tipo $\alpha$ o di tipo $\beta$.
Nel caso di Borexino, il valore discriminante del parametro di Gatti è lo zero:

- particelle con parametro di Gatti maggiore di zero sono considerate $\alpha$;

- particelle con parametro di Gatti minore di zero sono considerate $\beta$.

In Figura 9.13 è mostrato il valore del parametro di Gatti per eventi di $^{214}Bi$ (tipo $\beta$) e di $^{214}Po$ (tipo $\alpha$), da cui risulta evidente che applicando un taglio su tale parametro bisogna affrontare anche un discorso riguardo le efficienze.

Studiando il parametro di Gatti sul nostro campione, abbiamo ottenuto la distribuzione in Figura 9.14 che è stata fittata con due gaussiane; grazie al fit pos-

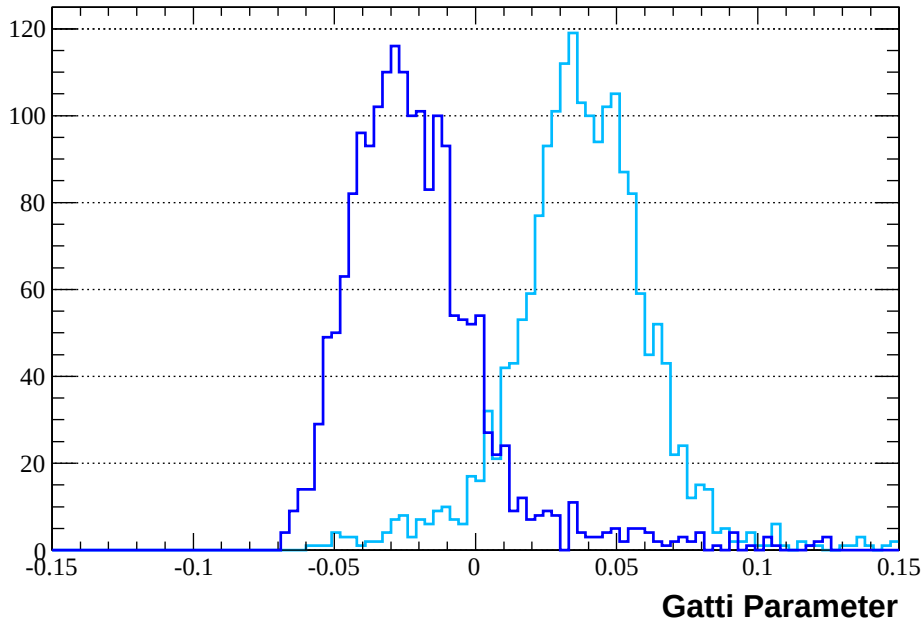



Figura 9.13: Parametro di Gatti per eventi di tipo $\beta$ ($^{214}Bi$, linea blu) e per eventi di tipo $\alpha$ ($^{214}Po$, linea azzurra).

siamo valutare l'efficienza dell'eventuale taglio che discrimina gli eventi tra $\alpha$ e $\beta$. Richiedendo *parametro di Gatti* $< 0$:

1. viene perso l'1.3% di eventi di tipo $\beta$;
2. non viene rigettato il 22.4% delle particelle tipo $\alpha$.

Abbiamo individuato 169 eventi di tipo $\alpha$, di cui riportiamo la distribuzione radiale in Figura 9.15 (in alto): essi sono ricostruiti vicino alla superficie, configurandosi quindi come fondo esterno o superficiale, che viene quindi rimosso dal taglio radiale a 3 $m$.
In Figura 9.15 in basso riporto lo spettro energetico di tali eventi.
Le particelle $\alpha$ attese in Borexino (ad esempio da $^{210}Po$, $^{214}Po$, $^{212}Po$) producono, a causa del *quenching*, energia visibile al più di 1 $MeV$. Dato lo spettro energetico trovato per gli eventi con parametro di Gatti $> 0$, è ragionevole pensare che non si tratti di particelle $\alpha$, ma di eventi che in qualche modo ne simulano l'impulso di scintillazione.
Le ipotesi sull'origine di tale eventi finora valutate sono le seguenti:

- *Protoni indotti da neutroni*: potrebbe trattarsi di protoni indotti da neutroni provenienti dalla roccia che, a causa del *quenching* (di circa un fattore 3), sono attesi avere energia proprio intorno a 3 $MeV$. In questo caso, ci si

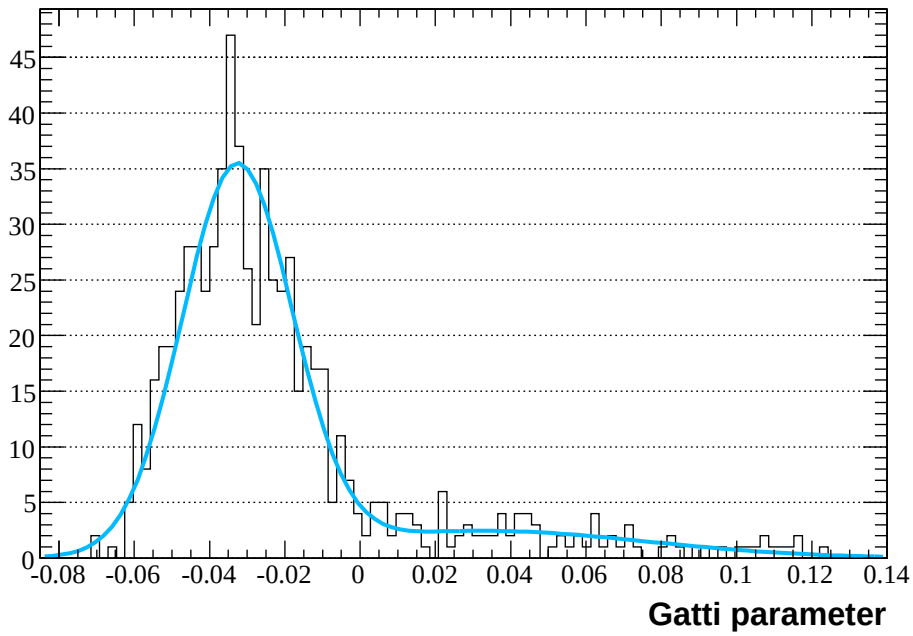
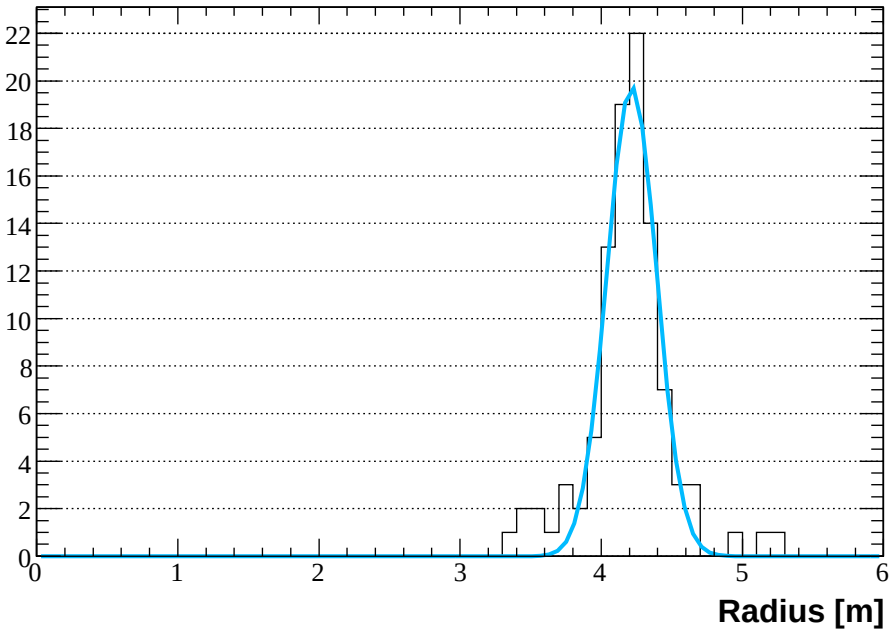



Figura 9.14: Distribuzione del parametro di Gatti per il campione di eventi ad energia maggiore di 2.8 $MeV$ dopo la rimozione dei muoni e dei cosmogenici veloci, fittato con due gaussiane.

potrebbe aspettare una coincidenza tra il protone ed il $\gamma$ da 2.26 $MeV$ emesso in seguito alla cattura neutronica su protone[5]. In realtà, data la distribuzione superficiale di questi eventi tipo $\alpha$, è molto facile che il $\gamma$ di cattura sfugga dal Vessel, rendendo impossibile l'individuazione della coincidenza ritardata $protone - \gamma$.
Ad avvalorare questa ipotesi, la distribuzione spaziale di tali eventi mostra una concentrazione maggiore nella regione ($y < 0$,$z > 0$), dove viene ricostruito il 46% degli eventi; dato l'orientamento degli assi nel sistema di coordiante scelto in Borexino, la regione $y < 0$ risulta più vicina alla roccia della regione $y > 0$; inoltre ci si aspetta che la regione $z > 0$ sia maggiormente interessata dal flusso di neutroni rispetto alla regione $z < 0$, data la forma sferica della tanica che contiene il rivelatore. In futuro, ci riproponiamo di approfondire lo studio di questa ipotesi, ad esempio ricercando la coincidenza $protone - \gamma$ e procedendo ad una calibrazione del parametro di Gatti su un campione di protoni.

- *Sovrapposizione di eventi in coincidenza*: la seconda ipotesi è che si tratti di coincidenze veloci di $^{214}Bi -^{214} Po$ troppo vicine perchè l'algoritmo di *clustering* possa discriminare i due eventi; in questo caso l'impulso globale di

[5]Il tempo di cattura dei neutroni in Borexino è di circa 250 $\mu s$.



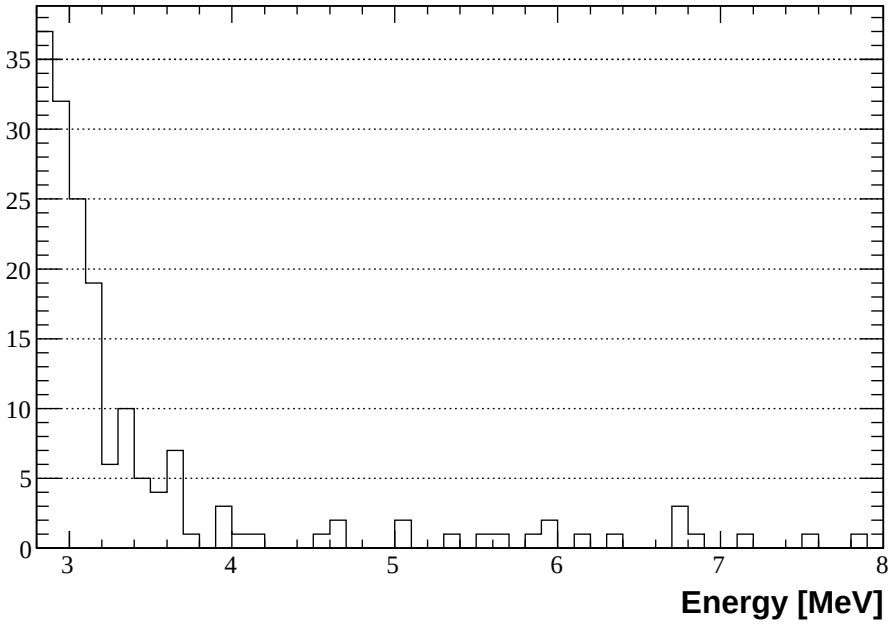




Figura 9.15: *Alto*: Distribuzione radiale degli eventi di tipo $\alpha$ (Parametro di Gatti $> 0$) individuati nel campione di eventi ad energia maggiore di 2.8 $MeV$ dopo la rimozione dei muoni e dei cosmogenici veloci. *Basso*: Spettro energetico degli eventi di tipo $\alpha$ (Parametro di Gatti $> 0$) individuati nel campione di eventi ad energia maggiore di 2.8 $MeV$ dopo la rimozione dei muoni e dei cosmogenici veloci.

scintillazione, dato dalla sovrapposizione di un impulso di tipo $\beta$ e di uno di tipo $\alpha$, viene identificato come $\alpha$.
In realtà, però, la somma delle energie di decadimento di $^{214}Bi$ ($\sim 1.5\ MeV$) e $^{214}Po$ ($\sim 1\ MeV$), non giustifica lo spettro trovato per questa classe di eventi.

- *Muoni non identificati*: infine, potrebbe trattarsi di muoni che sfuggono all'identificazione dell'OD e ai tagli sulla forma dell'impulso; infatti i muoni hanno un valore del parametro di Gatti $> 0$.

Come evidente, la comprensione di questa classe di eventi, in vista della possibilità di usare il fit radiale, richiede ancora studi approfonditi. In ogni caso, sottolineiamo che ai fini dell'analisi sui neutrini da $^8B$ con taglio radiale, essa non costituisce un problema, in quanto viene completamente rimossa restringendosi al FV.

## 9.6 Conclusioni sulla misura del flusso di neutrini da $^8B$

I risultati ottenuti in questa analisi sul flusso di neutrini da $^8B$ su un periodo di 181.3 $d$, sono in accordo coi valori attesi, entro gli errori statistici e sistematici.
Pur trattandosi di un'analisi preliminare, essa appare estremamente promettente data la sua semplicità: tutte le sorgenti di fondo risultano facilmente identificabili e possono essere rimosse senza l'introduzione di forti sistematiche.

Quello che abbiamo dimostrato è che Borexino ha le potenzilialità per misurare il flusso di neutrini da $^8B$ con una soglia di 2.8 $MeV$, mantenendo sotto controllo l'errore sistematico, che risulta di qualche percento anche nella regione $E2.8$. Questo ci permette di dire che Borexino potrebbe esser in grado di investigare per la prima volta la distorsione spettrale dello spettro dei neutrini da $^8B$ dovuta alla transizine vuoto-materia delle oscillazioni.

Per esser competitivo con $SNO$ nel definire i limiti del flusso di neutrini da $^8B$, Borexino dovrebbe raggiungere un errore globale di circa il 6%, mentre per esser competitivo con $SuperKamiokande$ del 3.5%; questo potrebbe avvenire in 1-2 anni di presa dati, nel caso di $SNO$, e in 5 anni, nel caso di $SuperKamiokande$, come mostrato in Figura 9.16.

Per quanto riguarda la possibilità di osservare la distorsione spettrale, sono previste simulazioni Monte Carlo atte a investigarne la fattibilità, verificando se la bassa statistica possa essere compensata dalla riduzione dell'errore sistematico.

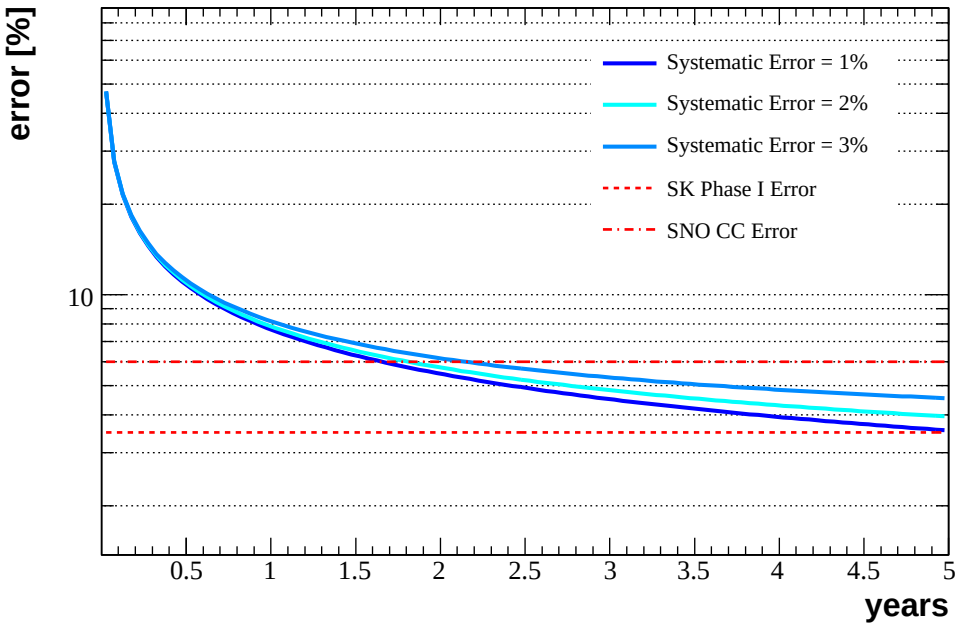



Figura 9.16: Previsione della riduzione dell'errore percentuale in Borexino nella determinazione del flusso di neutrini da $^8B$ in funzione del periodo di presa dati (con *duty cicle* 1), per diversi errori sistematici nella regione $E4$, considerando l'intero IV. L'errore percentuale è dato dalla somma in quadratura dell'errore sistematico e dell'errore statistico. Le linee rosse rappresentano i limiti attuali si $SNO$ e $SuperKamiokande$.

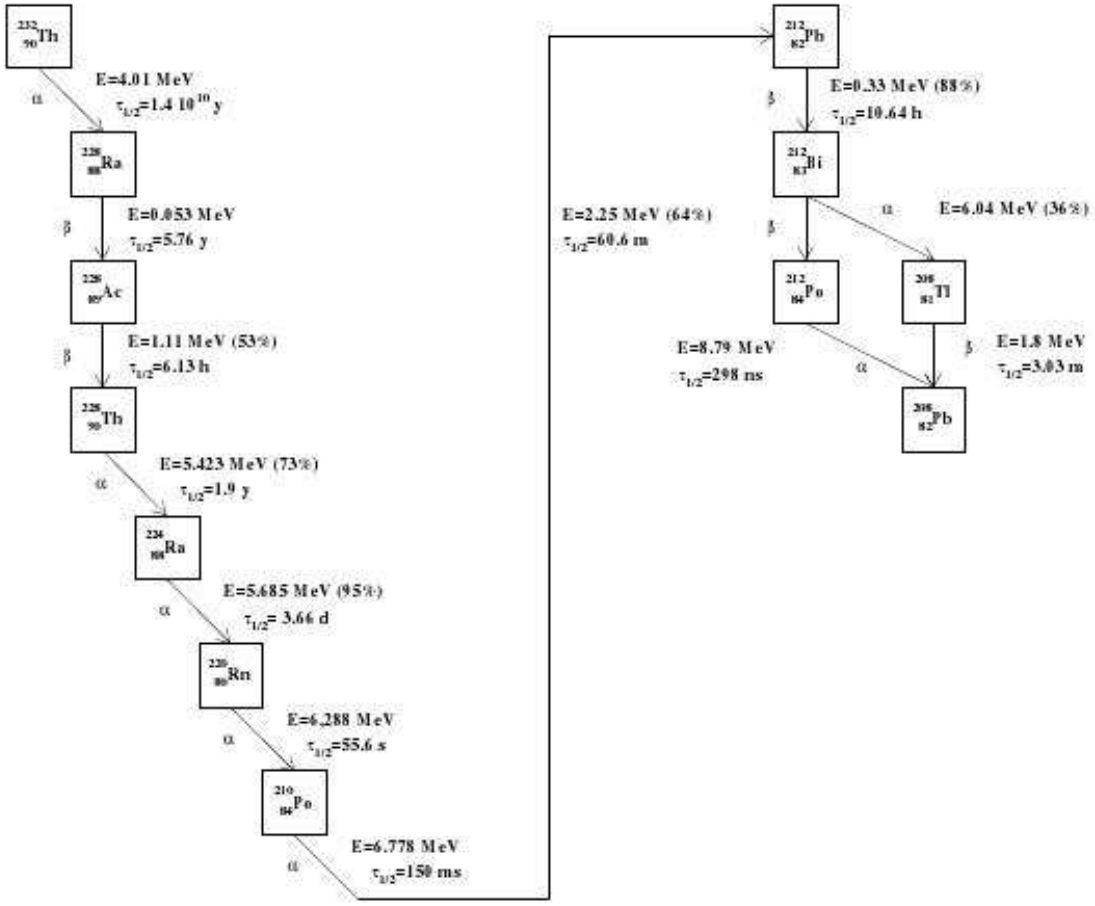
# Conclusioni

L'esperimento Borexino è entrato in funzione a Maggio 2007. Il mio lavoro di tesi si è quindi svolto durante il primo anno di presa dati, fase molto interessante dell'esperimento in cui è stato importante comprendere la risposta del rivelatore, evidenzianado eventuali problemi, *hardware* e/o *software*, e, ove possibile, intervenendo per risolverli. Questa fase preliminare è stata fondamentale per arrivare ad effettuare l'analisi dei neutrini solari.
In quest'ottica, nella prima parte del mio lavoro di tesi, mi sono occupata di uno studio di alcune sistematiche del rivelatore, in particolare quelle legate all'algoritmo di ricostruzione spaziale: studiando il comportamento del codice di ricostruzione su diverse classi di eventi, ho evidenziato la presenza di un errore sistematico legato al taglio radiale che permette di selezionare il Volume Fiduciale; ricordiamo che la restrizione al Volume Fiduciale è una richiesta imprescindibile se si vuole eliminare il fondo esterno in fase di analisi. Verificata la correttezza del codice di ricostruzione e dopo aver introdotto alcuni miglioramenti, ho potuto stimare l'errore sistematico associato al taglio radiale, che risulta essere di pochi percento. Questo studio si è rivelato propedeutico al proseguimento del mio lavoro. Infatti, nella seconda fase della tesi, elaborando particolari strumenti di analisi, ho potuto effettuare la misura del flusso di neutrini solari da $^8B$ sopra 2.8 $MeV$, soglia finora mai raggiunta da nessun esperimento in tempo reale. I risultati ottenuti sono in accordo coi valori attesi, entro gli errori statistici e sistematici.
Il risultato fondamentale del mio lavoro è la dimostrazione che Borexino, grazie ai livelli di radiopurezza raggiunti, alla capacità di mantenere sotto controllo il sistematico legato al taglio radiale (come risulta dai miei studi) e allo sviluppo di tecniche di analisi mirate, non solo è il primo esperimento in grado di abbassare la soglia sulla misura del flusso dei neutrini da $^8B$ a 2.8 $MeV$, ma potrebbe anche investigarne per la prima volta la distorsione dovuta alla transizione vuoto-materia delle oscillazioni, una volta acquisita maggiore statistica.

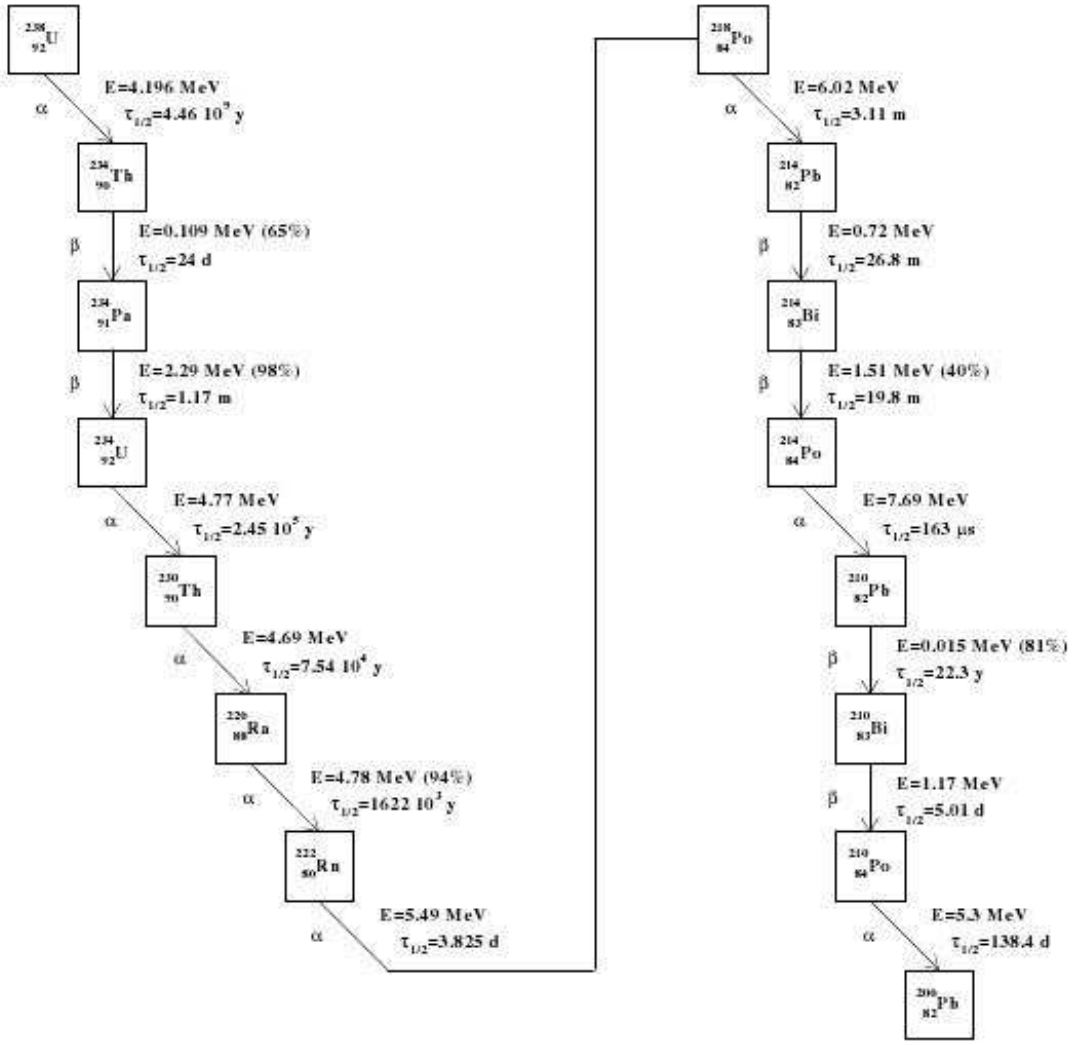
# Appendice A

# Le catene radioattive

## La catena radioattiva del $^{232}Th$



# La catena radioattiva dell' $^{238}U$



# Bibliografia


[1] R. Mitalas, K.R. Sills, *On the photon diffusion time scale for the sun* Astrophysical Journal, vol. 401, no. 2, p. 759-760 (1992).

[2] Eddington A. S., *Observatory* **43**, p. 341, (1920).

[3] Martin Schwarzschild, *Structure and Evolution of the Stars*, Princeton University Press, 1958.

[4] J.N. Bahcall, A. M. Serenelli, Astrophys. J. **626**, 530 (2005).

[5] C. Peña-Garay, presentazione alla conferenza *XII Neutrino Telescopes*, 6 Marzo 2007, Venezia.

[6] Bethe H. A. *Phys. Rev.* **53**, p. 434 (1939).

[7] John N. Bahcall, Roger K. Ulrich, *Reviews of Modern Physics*, **60**, No. 2, p. 297-372 (April 1988).

[8] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, S.Basu, *Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*, Astrophys. J. **555**, p. 990 (2001), astro-ph/0010346.

[9] Adelberger E. G. et al., Rev. Mod. Phys. **70**, p. 1265 (1998).

[10] B. Pontecorvo, *Chalk River Report*, PD205, (1946).

[11] R.J. Davis, D.S. Harmer, K.C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).

[12] B.T. Cleveland, T. Daily, R.J. Davis, J.R. Distel, K. Lande, C.K. Lee, P.S. Wildenhain, J. Ullman, Astrophysical Journal **496**, p. 505 (1998).

[13] J.N. Bahcall, A. Serenelli, S. Basu, Apj Letters 621, L85 (2005).

[14] W. Hampel *et al.* [Gallex Collaboration], *Gallex Solar Neutrino Observations: Results for Gallex IV* Phys. Lett. B **447**,P. 127 (1999).

[15] The GNO Collaboration, *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations*,Phys. Lett. B, **616**, p. 174, (2005), arXiv:hep-ex/0504037.

[16] V.N. Gavrin1, B.T. Cleveland, *Radiochemical solar neutrino experiments*, arXiv: nucl-ex/0703012v1 (2007).

[17] J.N. Bahcall, *Neutrino-electron scattering and solar neutrino experiments*, Rev. Mod. Phys. **59**, no. 2 (1987).

[18] Y. Fukuda *et al.* The Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **77**, p. 1683 (1996).

[19] The Super-Kamiokande Collaboration, *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I*, Phys.Rev. D73 (2006), arXiv:hep-ex/0508053v2.

[20] The Super-Kamiokande Collaboration, *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-II* (2008) arXiv:hep-ex/0803.4312v1.

[21] J.N. Bahcall *Talk given at the David N. Schramm Memorial Symposium Inner Space/Outer Space II*, May 26-29, 1999, Fermi National Accelerator Laboratory (unpublished).

[22] The SNO Collaboration, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, 2002, arXiv:nucl-ex/0204008v1.

[23] K.K.S. Miknaitis, *Results from the salt phase of SNO*, 2005, arXiv:hep-ex/0505071v1.

[24] The SNO Collaboration,*Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of* $^8B$ *solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set*, 2005, arXiv:hep-ex/0502021v1.

[25] A.B. Balantekin, F. Loreti, *Solar and supernova neutrino physics with Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. D, **45**, p. 1059 (1992).

[26] F. Boehm, P. Vogel, *Physics of massive neutrinos* (1987).

[27] C. Weinheimer, *Proceedings of Neutrino 2002*, XX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Munich, Germany, 2002), Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **118**, p. 279 (2003).

[28] V.M. Lobashev, *Proceedings of NPDC 17*, 17th International Nuclear Physics Divisional Conference: Europhysics Conference on Nuclear Physics in Astrophysics (Debrecen, Hungary, 2002), Nucl. Phys. A **719**, p. 153 (2003).

[29] S.R. Elliot, P. Vogel, *Double beta decay*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, p. 115-151 (2002).

[30] G.L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo, P. Serra, J. Silk, *Obsevable sensitive to absolute neutrino masses: constraints and correlations from world neutrino data*, arXiv:heo-ph/0408045v2 (2004).

[31] Assamagan et al., Phys. Rev. D, **53**, p. 6065, (1996).

[32] ALEPH Collaboration, *An upper limit on the $\tau$ neutrino mass from three and fiveprong tau decays*, Eur. Phys. J. C, vol. 2, p. 395, (1998).

[33] T. Schwetz, *Neutrino oscillations: present status and outlook*, Plenarly talk at NuFact07, Okayama, Japan, arXiv:0710.5027v1 (2007).

[34] Palash B. Pal, *Particle Physics confronts the solar neutrino problem*, Int. J. Mod. Phys. A7: 5387-5460, (1992).

[35] S. P. Mikheyev, A. Yu Smirnov, *Nuovo Cimento* 9C **17** (1986).

[36] A. Messiah, *'86 Massive Neutrinos in Astrophisics and Particle Physics*, ed. O. Fackler & J. Tran Thanh Van (Éditions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 373 (1986).

[37] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* D17 **2369** (1978).

[38] The SNO Collaboration, *SNO: Predictions for Ten Measurable Quantities,* Phys. Rev. D, **62**, 93004 (2000), hep-ph/0002293.

[39] CHOOZ Collaboration, *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur.Phys.J. C27, p. 331-374 (2003), arXiv:hep-ex/0301017v1.

[40] The KamLAND Collaboration, *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: evidence of spectral distortion*, Phys.Rev.Lett. 94, 081801 (2005), hep-ex/0406035.

[41] J. N. Bahcall, *Low Energy Solar Neutrino Detection*, hep-ex/0106086, (World Scientific, 2002).

[42] J.N. Bahcall, M. H. Pisonneault, S. Basu, *The Astrophysical Journal*, 555: 990-1012, (2001).

[43] J.N. Bahcall, C.Peña-Garay, *JHEP*, 11(2003)004, hep-ph/0305159.

[44] J.N. Bahcall and R.K. Ulrich,*Solar Models, neutrino experiments and helioseismology*, Reviews of Modern Physics, **60**, No. 2, p. 297-372 (1988).

[45] Borexino Collaboration, *First real time detection of $^7$Be solar neutrinos by Borexino*, Physics Letters B, **658**, p. 101-108 (2008).

[46] G. Alimonti *et al.* [Borexino Collaboration], *Science and technology of Borexino: a real-time detector for low energy solar neutrinos*, Astropart. Phys. **16** (2002).

[47] M. Chen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **420**, 189 (1999).

[48] MACRO Collaboration, *Study of penetrating Cosmic Ray Muons and search for large scale anisotropies at the Gran Sasso Laboratory*, Phys.Lett.B249, p. 149-156, (1990).

[49] G. Castelnuovo, *Studio della radiazione cosmica e dei fondi indotti nell'esperimento Borexino*, Tesi di Laurea Triennale (2008).

[50] MACRO Collaboration, *Measurement of the energy spectrum of underground muons at Gran Sasso with a transition radiation detector*, Astr. Part. Phys. **10**, p. 11 (1999).

[51] T. Hagner *et al.*, *Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors*, Astropart. Phys. **14**, p. 33 (2000).

[52] Borexino Collaboration, *The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, arXiv:astro-ph/0806.2400 (2008).

[53] D. Manuzio, *Towards the Detection of SubMeV Solar Neutrinos in Borexino: Data Reconstruction and Analysis Tools*, Ph. D. Thesis, Università degli Studi di Milano (2004).

[54] M. Monzani, *Characterization and Calibration of the Borexino Detector for Solar and Supernova Neutrinos*, Ph. D. Thesis, Università degli Studi di Milano (2005).

[55] D. D'Angelo, *Towards the detection of low energy solar neutrinos in Borexino: data read-ot, data reconstruction and background identification*, Ph. D. Thesis, Technische Universität München (2006).

[56] B. Vogelaar, C. Grieb, S. Hardy, M. Joyce, D. Rountree, S. Manecki, S. Kidner, R. Raghavan), *Fiducial Volume of Borexino: first results with the VT camera calibration system*, Borexino internal report (2007).

[57] A. Papoulis, S. Unnikrishna Pillai, *Probability, random variables and stochastic processes*, (2002).

[58] G. Ranucci, *Self calibrating the Borexino FV cut throught intrinsic classes of scintillator events*, Borexino internal report (2007).

[59] J.N. Bahcall, M. H. Pisonneault, *Standard solar models with and without helium diffusion and the solar neutrino problem*, Reviews of Modern Physics, Vol. 64, No. 4, October 1992.

[60] J.N. Bahcall, M. H. Pisonneault, S. Basu, *The Astrophysical Journal*, **555**, p. 990-1012, (2001).

[61] L. Ludhova, *Suggestion of some changes in the inner detector flags for muons (IDF)*, Borexino internal report (2008).

[62] D. Franco *et al.* [Borexino Collaboration], *Measurement of the cosmogenic* $^{11}C$ *background with the Borexino Counting Test Facility*, AIP Conf.Proc. **897**, p. 111-116 (2007).

[63] E. Gatti, F. De Martini, *A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters*, IEAN Wien, p. 265-276 (1962).

# Ringraziamenti

*...παντα ρει...*

Beh...quindi...questa è l'ultima pagina...ahahah, illusi!!! non crederete davvero che mi limiti ad una sola pagina?!?! Le mie capacità logorroiche sono ormai note e non vorrei mai deludervi!!!

Di recente ho riletto i ringraziamenti che avevo scritto per la tesina triennale...son passati tre anni da allora (per chi non lo sapesse il +2 in realtà è un +3 !!)...e quasi non mi riconosco...alcune delle persone che citavo allora, ormai non mi sono più così vicine, o sono sparite del tutto...e ora ho da ringraziarne molte altre...
Dicono che quando si arriva a scrivere i ringraziamenti, ci si renda conto di aver realmente finito...ma a me sembra che debba ancora tutto cominciare...come se la laurea fosse solo l'intervallo tra il primo e il secondo atto: cambia la scena, l'ambientazione, forse anche alcuni personaggi, e la vicenda comincia ad assumere connotazioni diverse. E ora il guscio si schiude.
Facendo un bilancio di questo anno di tesi, penso che sia stato fondamentalmente un anno di formazione, non solo per quanto riguarda la fisica, ma la vita in generale. Non ho imparato solo a validare un run, a scrivere un filtro, a fare una presentazione; ho imparato molto di più, e anche se non sempre le scoperte fatte sono state piacevoli, dovevano avvenire; e per questo mi sento di ringraziare tutte le persone che mi sono state vicine in questo anno di lavoro e soprattutto di crescita.

In primo luogo, un grandissimo grazie va a Barbara, che mi ha sempre seguita, incoraggiata, guidata e tranquillizzata (per quanto poteva ;-) ), che è sempre stata disponibilissima (ho in mente tutte le telefonate col sottofondo della vocina di Anna che richiamava giustamente la tua attenzione!), che si è corretta le mie presentazioni, si è dovuta leggere, correggere e rileggere tutta la mia tesi (impresa che richiede del coraggio, in effetti!!) e con cui è sempre stato piacevole chiacchierare e supportarci nella vana ricerca di un antidoto per il malditesta. Grazie di tutto!!!

Il mio secondo grazie va all'altra persona che mi ha seguita in questo periodo e che saggiamente se n'è scappata in Australia prima che potessi consegnargli la tesi da correggere: grazie Davide F.!! Grazie per l'opportunità che mi hai dato, per tutte le cose che in poco tempo mi hai insegnato, per la pazienza (non molta a dire il vero!!), per l'entusiasmo, per i consigli, per le chiacchierate, per le risate (l'uomo-

scrivania è imbattibile!!!)...e nonostante tu sia l'uomo-scostante, non credere che sia finita qui!! Potresti avermi tra i piedi ancora a lungo!!

E per concludere i ringraziamenti ai relatori, grazie alla Prof.sa Meroni per i consigli, i suggerimenti, le correzioni e per essere stata per la seconda volta la mia relatrice.

Mi sto accorgendo che devo ringraziare un sacco di persone...ommamma!!! Con ordine (lo ammetto, l'ordine non è certo il mio forte!! quindi verrà tutto un po' a caso!!): grazie a Paolo L. per l'aiuto, la disponibilità, i passaggi in macchina (eheh e che macchine a volte ;) ), le spettegolate e soprattutto per la preziosa amicizia che mi hai più volte offerto e dimostrato.
Un grazie a Davide D. per le volte che mi hai fatto ridere quando ero triste, per le volte che ti ho fatto ridere quando eri triste, per le volte che insieme eravamo tristi e per le volte che insieme abbiamo riso. E poi grazie per le spiegazioni, le correzioni...e non grazie per le sgridate!! ;)
Grazie a Livia per avermi iniziata agli shift, per le spiegazioni, la disponibilità, per l'ascolto che mi hai sempre dato, per le volte che mi hai consolata, per la tua risata prorompente, per le infinite chiacchierate (che ci hanno spesso fatto sbagliare strada, ricordi?!) per il tuo modo di fare e di essere...grazie Livia, sei davvero speciale!!
E per finire coi "milanesi": grazie al prof (Giammarchi) che mi ha indirizzata a questa tesi, a Gioacchino sempre disponibile, al Prof. Bellini per la gentilezza e la disponibilità sempre dimostratemi e alla Prof. Bonetti, sempre gentilissima.

E passiamo ai genovesi...un grandissimo grazie va a Carlo, il vecchio saggio (più saggio che vecchio, dai!), per non avermi abbandonata all'autogrill, per l'incredibile pazienza nelle spiegazioni sull'elettronica, per le continue battute, per l'ascolto, i consigli: lo so bene che, nonostante le apparenze, il tuo cuoricino non è né piccolo né di pietra!!
Grazie a Stefano D., per il supporto, l'ascolto, l'affetto, per le chiacchierate e le confidenze, perche' formiamo un perfetto circuito RLC che ci permette di tirarci su di morale a vicenda, perchè abbiamo condiviso le incertezze e le difficoltà dei laureandi e perchè entrambi sappiamo che il sonaglino è ormai perduto, ma continueremo a cercarlo.
Grazie a Stefano P., perchè poi cissi, e comunque menne e so che a te tenne e poi figu :D, grazie per le chiacchierate in gergo, per la meravigliosa musica rilassante (l'ascolto sempre!) e per la tua disponibilità e simpatia.
Grazie a Paolo R. perchè sei sempre gentilissimo e disponibile...ma soprattutto grazie per gli indimenticabili aneddoti con cui allieti i nostri meeting!!
Poi grazie a Marco (ma perchè ti ringrazio che mi dici solo di non dormire e fare i compiti?? ;) ), a Sandra che mi ha accudita durante quel turno, a Gemma e Laura, con me sempre deliziose.
Ora...non so se ringraziarti o no...cioè, io ti ringrazierei, ma tu hai una strana opinione a riguardo...beh io ti ringrazio lo stesso: grazie Ale, della disponibilità, dell'aiuto, delle spiegazioni, del tempo che con pazienza mi hai dedicato, delle chiacchierate, di quella meravigliosa canzone che mi hai passato...grazie di tutto!!!

E poi grazie alle persone del G.S. che mi hanno da subito fatta sentire a mio agio: grazie a George, per le serate in galleria a cercare di farmi capire qualcosa di elettronica e perchè con te è sempre tutto una risata, grazie a Lazslo, il desiderio delle shifter ;), grazie a Yura (russo d'Abruzzo), soprattutto per la lezione introduttiva agli shift a base di Crozza-Zichichi, a Massimo, Oleg, Aldo, Andrea, Barbara, grazie a tutti!

E per finire con i bxman..grazie a Werner...uno dei migliori correttori di tesi al mondo...cioè, vi rendete conto che si è pure letto la mia bibliografia e ha notato che in Schwarzchild mancava una s?!?!?!?! Probabilemnte neanche Schwarzschild in persona se ne sarebbe accorto!! Grazie Werner, sei stato davvero un tesoro!!
Ah no...dimenticavo!!! Non posso non ringraziare..Dino Picardi!! e Benjamin, l'inventore del ficus!!!

E ora passiamo alle vecchie conoscenze.
In primo luogo grazie al Lillo (milli, micro, nano, pico, Lillo= $10^{-15}$), pinguillo, mammottillo (che rotola dai tacchi a spillo!) e al bibbo-babbo, perchè nonostante il disordine che da sempre regna in camera mia, non avete ancora scaraventato tutto dalla finestra, affittando la stanza, perchè mi avete sempre ascoltata e consigliata (a meno che non ci fosse un'imperdibile puntata di Siska o NCIS, vero mamma?!?! o a meno che non stessi già ronfando sulla poltrona, vero papà?!?!), perchè non siete del tutto normali e forse per questo siete più simpatici (a volte ;) ). Vi voglio bene!!!
Ah e grazie papà per esserti letto le prime 70 pagine della tesi...dai che ti è andata bene..solo 1/3 del totale!!!
Poi grazie allo 'mbo, che forse stavolta viene alla mia laurea (anche perchè se no mi riprendo i ringraziamenti!), per le tue stupide battute che mi tirano sempre su di morale, per le volte che mi trovi il posto sul treno o addirittura me lo cedi, per le volte che sei venuto a prendermi in stazione e perchè sei il mio fratellino adorato. Ti voglio bene!!! (solo se vieni alla laurea però ;) ).
E direttamente collegato al Giò...ma sì...ringraziamo anche lei, anche se puzza ed è pelosa: un grazie alla Ciugia...e allora anche ad Anacleto...che potrebbe approfittarne per cantare un po'!!

Un grazie va alla sia Dadi, lei sì che...mi fa le coccole, compra le bibite buone, fa da mangiare, apprezza il disordine, ecc ;). Poi grazie agli altri componenti della famiglia: lo sio Dado, l'Albi che è sempre un tesoro, la Chiara che si preoccupa del mio guardaroba (grazie!! dovremo ripetere!!), la Tea...come dimenticarla?!

E per finirla coi parenti...grazie al nonno Nando e alla nonna Gigianna ;-), che son sempre dei tesori, che ogni tanto ci prestano quella meraviglia del botolino, che mi hanno riempita di quadrifogli,... vi voglio tanto, tanto bene!!
E grazie alla nonna Amelia, per tutti gli in bocca al lupo e i pensierini!!

Ommamma...decisamente troppa gente...o troppe parole...gulp tra 2 ore devo schizzare a stampare...meglio mi dia una mossa!!
Allora...passiamo agli amici della pale (con annessi e connessi)...non ci speravate più che la mia tesi finisse, vero?! Grazie a tutti, per le chiacchierate, per le battute in

palestra, per le cene alcooliche (anche se lo sapete che sono astemia!!), per le varie giornate in piscina...lo so che spesso pacco, ma vi assicuro che siete tutti un punto di riferimento per me: grazie a Marco e Alberto, che insieme sono una bomba di allegria, grazie a Chiara, per le sue indiscusse abilità culinarie, grazie a Luca, perchè forse è quello che mi prende meno per matta (o no??), grazie a Davide, anche se fa quello "bollito", alla Fede, che dovrebbe farsi vedere più spesso ed allietarci col suo lessico non proprio forbito, e poi grazie grazie alla Baba, ad Andrea, Nicola, a Muaro e Sergio. Un grazie particolare va ad Igor, che poveretto lo faranno martire perchè si subisce sempre le mie menate...e la cosa buffa è che non scappa a gambe levate quando lo minaccio di sommergerlo di parole!! Grazie, sei un amico!!
E un altro grande grazie va all'Anna, la saggia, per i consigli, per l'ascolto...aspetto sempre ansiosa le purtroppo rare occasioni di chiacchierare come si deve, di confrontarci, capirci e, per quel che si può, aiutarci...grazie Anna, per me sei davvero speciale!!

Ovviamente...grazie alla Rachele...lei meglio di chiunque sa perchè.

E già che siamo nel pavese...un grazie speciale va a tutti i membri del coro!!! Cantanti e musicisti, si intende! Grazie per i momenti indimenticabili, sul palco o alle prove...quante volte arrivavo a casa stremata dopo la giornata in Università e faticosamente mi trascinavo a San Luca...e tutte le volte tornavo a casa più carica, sollevata, rigenerata...quello che esce dalle nostre voci e si compone armonicamente (almeno...questo è l'intento!!) è molto di più di un semplice canto...i brividi che mi percorrono tutte le volte che cantiamo "I will follow him" o "Total Praise" o "God rest ye merry Gentlemen" sono davvero impagabili...grazie!! Un pensiero particolare va al mio Frenkino, amico di vecchia data e che mi ha iniziata al coro, alla dire, una delle donne che più ammiro in assoluto, a Natascia, straordinaria come cantante e come persona, a Fabio Ótondi, imbattibile solista, e a tutti i soprani.

E ora cambiamo città... Grazie agli amici dell'Univ...a quelle persone che mi hanno accompagnata in questi quasi 6 anni (ommamma che vecchia!!), che mi hanno vista sclerare per gli esami, entusiasmarmi per i neutrini, con i quali è stato bello condividere lo studio, le vacanza, le feste, le ansie e le soddisfazioni...a quelle persone che rendevano più divertente e piacevole passare le ore (e le giornate!) in Università...a quelle persone che la fase di tesi ha un po' allontanato, ma che restano pur sempre legate da quegli indimenticabili anni di studio, complicità e solidarietà: grazie a Sandro, l'orsetto catalizzatore di eventi improbabili, Jacopo, ottimo consigliere in fatto di copisterie, loghi e quant'altro, Nicolò, tutto squisito, vero?!, grazie ad Albino...davvero credo non sarei mai arrivata alla laurea senza i tuoi appunti!, a Beppe, per lo stesso motivo, all'Ilaria, che mi ha sostenuta soprattutto nella fase ultimo-esame, all'Ale maschio e all'Ale femmina, alla Chiara di Novara, alla Silavana, all'Annalisa, all'Anna, alla Cate, alla Machi, a Pietro e Paolo (le new entries) e a tutte le altre persone che in questi anni mi hanno aiutata, anche solo con un gesto...anche quello era importante!

E poi come potrei dimenticare le mie amiche bionde?? Grazie Ele e Vale!! Grazie

degli anni passati insieme, delle confidenze, dell'appoggio...custodirò per sempre il ricordo di questa amicizia, nata tra un integrale e una gocciolina di Millikan e che ci ha viste così unite per tanto tempo.

E da qui grazie a Marco, che si è rivelato un caro amico, a Mara e Max...so che ci vediamo poco, ma vi penso!! E a tutti gli altri componenti del "gruppo di Milano"...molti dei mie ricordi alcolici sono legati a voi...com'è?!

E grazie alla Elena...amica di sempre..ci vediamo poco, ma quelle poche volte ritroviamo subito la confidenza e l'affetto che ci legano...ti voglio bene!!

E ora ..grazie alla famiglia Ferrario...per tutte le volte che mi ospita a Milano, nonostante il mio disordine e per essere sempre così gentile con me...un grazie particolare va alla Robi e alla sue portentose preghierine!! E poi grazie al neo trio Carlo-Cristiana-Filippo: avete fatto di Gio lo zio più orgoglioso del mondo!!

Bene...si è fatta una certa...direi che devo proprio andare...ah ops...dettaglio...uff devo proprio?? ma io mi stufo!! ;) grazie piccolo Gio, il mio pu tutto pu...grazie soro!! So che quest'anno è stato difficile, pieno di cambiamenti...e che anche i prossimi mesi lo saranno...e in primo luogo grazie perchè l'hai capito e per quanto potevi mi sei stato vicino. Grazie perchè sei la persona più buona del mondo, grazie per esserci sempre stato quando ero triste o demotivata, grazie perchè, nonostante rischiassi un sacco di botte (beh non esageriamo, al più un pò di dispettini!!), mi hai sempre incoraggiata e rassicurata, grazie per le infinite volte che sei venuto a prendermi in stazione, e per quelle che mi hai accompagnato in aereoporto. Grazie perchè ti manco quando vado via e perchè mi manchi quando vai via. Grazie perchè non ti arrabbi se metto sempre tutto in disordine e se non ho mai voglia di cucinare...e a questo punto grazie perchè metti sempre in ordine e mi prepari la pappa quando resto incollata al cp senza speranza di smuovermi. Grazie per i week-end a Cusio a studiare e scrivere, grazie per le volte che mi sono addormentata al telefono, così la tua voce era l'ultima che sentivo. Grazie per le volte che sei venuto con me dai nonni. Grazie perchè sei il miglior fan che il coro abbia mai avuto (anche se non azzecchi una nota a piangere!!). Grazie per tutta i cd che mi hai fatto e per i film che ti ho costretto a vedere. Grazie per tutti i pensierini che hai sempre per me e per tutte le persone a cui voglio bene...tu sì che! Grazie per i tuoi occhioni dolci. Grazie per il tuo cuore grande...troppo grande..soro..ti ringrazierei all'infinito...ma forse è meglio che smetta visto che sto singhiozzando ormai da 10 minuti. Grazie amore mio!